530.7
H17m
1907
cop.2

6. Beiheft

zum

Jahrbuch der Hamburgischen Wissenschaftlichen Anstalten.

XXV. 1907.

Mitteilungen

aus dem

Physikalischen Staatslaboratorium

in Hamburg.

Inhalt:

Seite

Johannes Classen: Eine Neubestimmung des Verhältnisses der Ladung zur Masse der Elektronen in den Kathodenstrahlen. Mit drei Abbildungen im Text und einer Tafel ..... 1—20

F. Ulmer: Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten von Hölzern mittels elektrischer Schwingungen. Mit zehn Abbildungen im Text ..... 21—64

F. Voller: Über eine neue Methode zur direkten Bestimmung der spezifischen Wärme der Gase bei konstantem Volumen. Mit sieben Abbildungen im Text 65—88

Hamburg 1908.

Kommissionsverlag von Lucas Gräfe & Sillem.

6. Beiheft

zum

Jahrbuch der Hamburgischen Wissenschaftlichen Anstalten.

XXV. 1907.

Mitteilungen

aus dem

Physikalischen Staatslaboratorium in Hamburg.

Inhalt:

	Seite
Johannes Classen: Eine Neubestimmung des Verhältnisses der Ladung zur Masse der Elektronen in den Kathodenstrahlen. Mit drei Abbildungen im Text und einer Tafel	1—20
F. Ulmer: Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten von Hölzern mittels elektrischer Schwingungen. Mit zehn Abbildungen im Text	21—64
F. Voller: Über eine neue Methode zur direkten Bestimmung der spezifischen Wärme der Gase bei konstantem Volumen. Mit sieben Abbildungen im Text	65—88

Hamburg 1908.

Kommissionsverlag von Lucas Gräfe & Sillem.

Eine Neubestimmung des Verhältnisses der Ladung zur Masse der Elektronen in den Kathodenstrahlen.

Von *Johannes Classen.*

Mit drei Abbildungen im Text und einer Tafel.

Die neueren Forschungen von Lenard, J. J. Thomson, Kaufmann und anderen haben zu der Auffassung geführt, daß in den Kathodenstrahlen negativ geladene Partikel mit außerordentlicher Geschwindigkeit sich fortbewegen, deren Masse wesentlich kleiner ist als die Masse der Atome der chemischen Elemente. Diese kleinen Partikel, negative Elektronen, scheinen die Elementarquanten der negativen Elektrizität selbst zu sein, nicht mehr belastet mit der trägen Materie, aus der die chemischen Substanzen sich aufbauen. Sollte diese Anschauung sich weiterhin bestätigen, so würde das heißen, daß wenigstens die negative Elektrizität in Gestalt diskreter Teilchen, gewissermaßen Elektrizitätsatomen, existiert, und es würde dann von größtem Interesse sein, festzustellen, ob die Größe dieser Elektrizitätsatome unter allen Verhältnissen stets die gleiche ist, so daß man hier wirkliche letzte, mit den bisher bekannten Methoden nicht weiter zerlegbare Elemente vor sich hat. Nun kann man zwar nicht die Masse, m, eines Elektrons für sich allein bestimmen, wohl aber bieten sich verschiedene Möglichkeiten, das Verhältnis der Ladung e eines Elektrons zu seiner Masse, also die Zahl $\frac{e}{m}$, zu bestimmen, und diese Zahl $\frac{e}{m}$ müßte, wenn die Elektronen wirklich unveränderliche Elementarquanten der negativen Elektrizität sind, eine Konstante von universeller Bedeutung sein. Der hier eingeführte Begriff der Masse eines Elektrons bedarf jedoch noch einer Erläuterung; die von Lorenz auf Grund der Maxwellschen Vorstellungen entwickelte Theorie bewegter Elektronen führt zu dem Schluß, daß die Größe, die man an den Elektronen als Masse zu bezeichnen hat, in ganz bestimmter Weise von der Geschwindigkeit der Elektronen abhängig sein muß. Bei der Bestimmung von $\frac{e}{m}$ kann man daher nur für ruhende Elektronen eine bestimmte konstante

Zahl erwarten; mit wachsender Geschwindigkeit der Elektronen müssen sich in gesetzmäßiger Weise abnehmende Werte für $\frac{e}{m}$ ergeben. Durch genaue und umfangreiche Bestimmungen von $\frac{e}{m}$ wird man daher zweierlei zur Entscheidung bringen können; erstens ob die Größe $\frac{e}{m}$ für sehr kleine Geschwindigkeiten tatsächlich unter allen Verhältnissen sich als dieselbe Konstante ergibt, zweitens ob mit wachsenden Geschwindigkeiten die Änderung von $\frac{e}{m}$ den Forderungen der Lorentzschen Theorie entspricht.

Die bisherigen Bestimmungen von $\frac{e}{m}$ haben allerdings noch keine sehr gute Übereinstimmung untereinander gezeigt, aber die meisten dieser Bestimmungen können auch noch nicht den Anspruch erheben, mit der größten erreichbaren Genauigkeit ausgeführt zu sein, sondern hatten zunächst nur das Ziel, die Größenordnung der gesuchten Zahl zu ermitteln. Unter den vorliegenden Arbeiten hielt Kaufmann in seiner Arbeit über die Konstitution des Elektrons[1]) den von S. Simon ermittelten Wert $\frac{e}{m} = 1{,}86 \cdot 10^7$ wohl mit Recht für den zurzeit zuverlässigsten. Neuerdings wurde die Zuverlässigkeit dieser Zahl jedoch von Bestelmeier[2]) angefochten und durch eine neue Messung ein wesentlich kleinerer Wert, nämlich $1{,}72 \cdot 10^7$, gefunden. Auf der anderen Seite haben am Zeemaneffekt, das heißt der Aufspaltung von Spektrallinien infolge der Einwirkung starker Magnetfelder, angestellte Berechnungen Werte ergeben von 1,76 und $1{,}79 \cdot 10^7$. Stellt man diese, bis jetzt als zuverlässigste bekannten Bestimmungen nebeneinander, so zeigt sich offenbar bis jetzt keine befriedigende Übereinstimmung unter den gefundenen Zahlen, aber die Differenzen sind doch auch nicht so groß, daß sie nicht doch vielleicht trotz aller verwendeten Sorgfalt noch auf Beobachtungsfehlern beruhen könnten. Aus diesem Grunde mag eine Neubestimmung von $\frac{e}{m}$ gerechtfertigt erscheinen und allgemeineres Interesse beanspruchen.

Theoretische Grundlage.

Wenn wir von der Voraussetzung ausgehen, daß ein Kathodenstrahl aus lauter gleichartigen, mit gleicher Geschwindigkeit fortbewegten und mit gleicher negativer Elektrizitätsmenge geladenen Teilchen besteht, so

[1]) Annalen d. Physik 19, p. 487, 1906.
[2]) Annalen d. Physik 22, p. 429, 1907.

bieten sich drei Möglichkeiten, über die Bewegung und Größe dieser Teilchen durch messende Beobachtungen Aufschlüsse zu erhalten.

Erstens: Wenn jedes Teilchen im Kathodenstrahl die Ladung e und die Geschwindigkeit v hat, und wenn der Kathodenstrahl erzeugt ist durch das Potentialgefälle V, so war jede Ladungsmenge e in der Kathode selbst noch ohne Geschwindigkeit, nach Durchlaufen des Potentialgefälles V hat sie die Geschwindigkeit v erhalten. Dabei haben aber die elektrischen Kräfte die Arbeit eV geleistet. Durch diese Arbeitsleistung erhalten wir die Energie des bewegten Teilchens; diese ist aber gleich $\frac{1}{2} m v^2$ zu setzen, wenn wir unter m jetzt die Masse des bewegten Teilchens verstehen. So erhalten wir die Gleichung:

$$1. \qquad eV = \tfrac{1}{2} m v^2.$$

In dieser Gleichung kann V gemessen werden, e, m und v sind unbekannt.

Zweitens: Wenn die Ladung e mit der Geschwindigkeit v bewegt ist, so stellt sie einen elektrischen Strom von der Stärke ev dar. Setzt man einen solchen einem homogenen Magnetfeld von der Feldstärke H aus und ist H senkrecht zu v, so übt es auf die Strombahn eine magnetische Kraft aus von der Größe evH. Diese Kraft steht senkrecht sowohl zu H wie zu v und bewirkt daher, daß das Teilchen aus seiner Bahn abgelenkt wird, ohne daß seine Geschwindigkeit geändert wird. Infolgedessen muß die Bahn des Teilchens jetzt ein Kreis sein. Ist der Radius dieses Kreises gleich r, so erhält ein in diesem Kreise mit der Geschwindigkeit v bewegtes Teilchen beständig die Beschleunigung $\frac{v^2}{r}$; das Produkt aus Masse mal Beschleunigung ist gleich der auf das Teilchen wirkenden Kraft, also erhalten wir die Gleichung

$$2. \qquad m \frac{v^2}{r} = evH$$

Hier ist r und H zu messen, e, m und v sind unbekannt.

Drittens: Wird der Kathodenstrahl einem homogenen elektrischen Felde von der Feldstärke F ausgesetzt, das vertikal gerichtet sein mag, während der Kathodenstrahl horizontal verläuft, so erhält jedes Teilchen eine konstante vertikale Beschleunigung b. Ist a die Länge des Kathodenstrahls im Felde, so ist $t = \frac{a}{v}$ die Zeit, die ein Teilchen zum Durcheilen des Feldes braucht. In dieser Zeit hat es eine Strecke s in der Richtung von F durchfallen, für welche gilt $s = \frac{1}{2} b t^2$. Für die Beschleunigung gilt aber $mb = eF$, also erhalten wir die Gleichung

$$3. \qquad eF = m 2s \frac{v^2}{a^2}$$

Hier kann F, s und a gemessen werden und e, m und v sind unbekannt. Anders geordnet lauten unsere drei Gleichungen

$$1a. \quad \frac{e}{m} = \frac{1}{2}\frac{v^2}{V}$$

$$2a. \quad \frac{e}{m} = \frac{v}{Hr}$$

$$3a. \quad \frac{e}{m} = \frac{2sv^2}{Fa^2}$$

Wir sehen also, daß wir in Wirklichkeit nur die beiden Größen v und $\frac{e}{m}$ als Unbekannte aus diesen Gleichungen bestimmen können, die Trennung vor e und m ist nicht möglich, dafür haben wir aber drei Gleichungen für die Bestimmung der beiden Unbekannten, wir können also noch auswählen, welche zwei derselben wir benutzen wollen.

Über die Ableitung dieser drei Gleichungen ist jedoch noch eine Bemerkung zu machen. Es wurde bei der Ableitung die Voraussetzung gemacht, daß auf die in den Kathodenstrahlen bewegten kleinen Teilchen die Gesetze der Mechanik angewendet werden dürfen. Dies ist nicht ohne weiteres sicher, denn wir nehmen an, daß die Teilchen jedenfalls sehr klein sind und starke elektrische Ladung haben. Ein schnell bewegter geladener Körper stellt aber einen elektrischen Strom dar, dem ein elektromagnetisches Feld zukommt. Wird der geladene Körper aus der Ruhe in Bewegung versetzt, so entsteht daher nicht nur die Energie der mechanischen Bewegung, sondern auch die Energie des Feldes. Die Gleichungen bedürfen daher noch einer Ergänzung, durch welche der elektromagnetischen Energie Rechnung getragen wird. Um diese Ergänzung zu finden, kann man zunächst einmal die Annahme machen, die Teilchen besäßen gar keine Masse im Sinne der Mechanik, sondern seien massefreie elektrische Ladungen. Die Gesetze der Bewegung massefreier Ladungen sind von Abraham, Lorenz, Einstein und anderen entwickelt worden, und von diesen ist nachgewiesen, daß sich auch für solche Teilchen (Elektronen) die Bewegungsgleichungen auf die gleiche Form bringen lassen wie die Gleichungen der Mechanik. Es läßt sich stets ein Faktor bestimmen, mit dem $\frac{1}{2}v^2$ multipliziert die elektromagnetische Energie des bewegten Elektrons ergibt. Dieser Faktor, die „longitudinale Masse“ genannt, erweist sich jedoch von der Geschwindigkeit v abhängig, in der Weise, daß er sich bei sehr kleinem v einem Grenzwert m_0 nähert und daß er allgemein sich darstellt als von der Größe $m_0(1-\beta^2)^{-\frac{3}{2}}$, wo $\beta = \frac{v}{c}$, und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Um daher zu

der ersten unserer Gleichungen zu gelangen, muß die kinetische Energie des bewegten Elektrons besonders berechnet werden, da in dem Ausdruck $\frac{1}{2} m v^2$ jetzt m mit wachsendem v verschiedene Werte hat, die selbst von v abhängen. Einstein gibt als Wert der kinetischen Energie den Ausdruck $W = m_o \frac{v^2}{\beta^2}\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right)$. Handelt es sich nur um kleine Geschwindigkeiten im Vergleich zur Lichtgeschwindigkeit, so läßt sich $\frac{1}{\beta^2}\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right)$ $= \frac{1}{2}(1 + \frac{3}{4}\beta^2)$ setzen und man erhält dann als erste Gleichung $\frac{e}{m_o} = \frac{1}{2}\frac{v^2}{V}$ $(1 + \frac{3}{4}\beta^2)$.

Erhält das mit der Geschwindigkeit v bewegte Teilchen jedoch einen Antrieb durch eine Kraft, die senkrecht zu v steht, so kann man ebenfalls die Kraft gleich dem Produkt aus Masse mal Beschleunigung setzen, nur muß dann als Faktor der Beschleunigung die „transversale Masse“ gewählt werden, und diese ist gleich $m_0 (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$.

Da in diesem Falle die Geschwindigkeit v nicht geändert wird, ist dieser Wert einfach an Stelle von m zu setzen. Haben wir es daher in den Kathodenstrahlen mit Teilchen zu tun, die nur aus elektrischen Ladungen bestehen, ohne mechanische Massen mitzuführen, so werden unsere Gleichungen zu schreiben sein:

$$1b. \quad \frac{e}{m_o} = \frac{1}{2}\frac{v^2}{V}(1 + \frac{3}{4}\beta^2)$$

$$2b. \quad \frac{e}{m_o} = \frac{v}{Hr}\left(1 + \frac{\beta^2}{2}\right)$$

$$3b. \quad \frac{e}{m_o} = \frac{2 s v^2}{F a^2}\left(1 + \frac{\beta^2}{2}\right)$$

Es wird durch Versuche zu entscheiden sein, welches dieser Gleichungssysteme der Erfahrung am nächsten kommt.

Wahl der Methode.

Sollte die Größe $\frac{e}{m}$ bezw. $\frac{e}{m_o}$ mit möglichster Genauigkeit durch Messungen und die Kombination von zwei von jenen drei Gleichungen bestimmt werden, so war im folgenden für die Auswahl der Methode maßgeblich gewesen, daß die erforderlichen Messungen möglichst direkt die in den Gleichungen auftretenden Größen zu ermitteln gestatten sollten, unter tunlichster Vermeidung von Korrektionsgliedern, deren

Genauigkeit schwer mit befriedigender Sicherheit und nur unter Hilfsannahmen abzuschätzen ist. Aus diesem Grunde wurde die zu der Gleichung 3 führende elektrostatische Ablenkung ausgeschieden: denn es ist unmöglich, den Kathodenstrahl in dem elektrostatischen Felde selbst entstehen und auch enden zu lassen, ohne das Feld selbst zu stören. Es müßte daher der Kathodenstrahl von außen in das Feld eintreten und das Feld auch wieder verlassen. Er durchschreitet daher zweimal die Grenze des Feldes, und die Richtungsänderung, die er in diesen Grenzgebieten erfährt, kann nur durch ziemlich verwickelte Annäherungsrechnungen berücksichtigt werden. Weiter bewirkt der Kathodenstrahl stets eine Ionisation der Luftreste zwischen den das Feld erzeugenden Kondensatorplatten, dadurch entsteht ein gewisses Leitvermögen, wenigstens in einem Teile des Feldes, das die Homogenität desselben wie auch die Feldstärke in schwer abzuschätzender Weise beeinflussen kann.

Nach Ausscheidung der elektrostatischen Ablenkung bleibt nur die Messung der magnetischen Ablenkung und die Messung des Potentialgefälles, das den Kathodenstrahl erzeugt.

Das Magnetfeld.

Für die Messung der Ablenkung der Kathodenstrahlen durch magnetische Kräfte ist ein genau bekanntes Magnetfeld erforderlich; zugleich ist es wünschenswert, daß das Feld im ganzen Bereich, in welchem der Kathodenstrahl beobachtet wird, möglichst homogen ist. Ein Magnetfeld, das im ganzen Beobachtungsraum bis auf ein Tausendstel seines mittleren Wertes gleichförmig war, wurde auf folgende Weise erhalten.

Zwei große flache Spulen wurden konachsial im Abstande ihres mittleren Radius aufgestellt. Der mittlere Windungsradius betrug $r = 27{,}99$ cm, die Gesamtzahl der Windungen $n = 1768$, die radiale Höhe des Wickelungsraumes $h = 4{,}5$ cm. Ist dann a der achsiale und g der radiale Abstand eines Punktes von der Mitte des Spulenpaares, so ist die Feldstärke in diesem Punkte nach Heydweiller:

$$F = \frac{16\,\pi}{5\sqrt{5}} \cdot \frac{n}{r} \cdot \left(1 - \frac{1}{60}\frac{h^2}{r^2} - \frac{144}{125}\frac{a^4}{r^4} - \frac{54}{125}\frac{g^4}{r^4}\right)$$

In dem ganzen Bereiche für $a < 4{,}1$ cm und $g < 5{,}2$ cm sind die beiden letzten Glieder in der Formel zusammen kleiner als 0,001; für diesen ganzen Bereich kann daher die Feldstärke durch die abgekürzte Form

$$F = \frac{16\,\pi}{5\sqrt{5}}\,\frac{n}{r}\left(1 - \frac{1}{60}\frac{h^2}{r^2}\right)$$

dargestellt werden.

Durch Einsetzen der obengenannten Zahlenwerte erhält man $F = 283{,}81$, wenn die elektromagnetische absolute Stromeinheit die Windungen durchfließt, oder
$F = 28{,}38 \cdot i$, wenn der Strom in Ampere gemessen wird.

Dieser Wert bedarf noch einer kleinen Korrektur, da der Abstand c der beiden Spulen voneinander nicht genau gleich dem mittleren Radius war, sondern es war $c = 27{,}99 - 0{,}04$;
setzt man $0{,}04 = 2\,\delta$, so ist nach Heydweiller die berechnete Feldstärke noch zu multiplizieren mit $\left(1 + \frac{6}{5}\frac{\delta}{r}\right)$. Wir erhalten daher schließlich

$$F = 28{,}38 \cdot \left(1 + \frac{6}{5}\frac{0{,}02}{27{,}99}\right) i = 28{,}41 \cdot i.$$

Der so aus den Dimensionen der Spulen durch Rechnung gefundene Wert der magnetischen Feldstärke wurde noch kontrolliert durch eine zweite Bestimmung. Es wurde konachsial in die Mitte der Spulen der Reif einer absoluten Tangentenbussole nach Kohlrausch gestellt und dann ein Strom zwischen den Spulen einerseits und dem Reifen andererseits so verzweigt, daß die Felder beider Zweige in der Mitte des ganzen Systems sich gegenseitig aufhoben. Zu dem Zwecke wurde in die Mitte eine Spiegelbussole gestellt und die Spulenebenen in die Richtung des magnetischen Meridians orientiert. Durch Vorschaltung geeigneter Widerstände in beiden Zweigen konnte dann erreicht werden, daß beim Einschalten des Stromes die Magnetnadel keinen Ausschlag gab. Unmittelbar, nachdem dies erreicht war, konnte durch einen einfachen Handgriff das Verzweigungsverhältnis der Zweigströme in einer Brückenkombination sehr genau bestimmt werden. Es wurde auf diese Weise gefunden:
der Reif der Tangentenbussole hatte einen mittleren Radius $r = 19{,}769$ cm,
die radiale Höhe des rechteckigen Kupferreifens war ... $h = 0{,}44$ „
die achsiale Breite ..... $b = 0{,}81$ „
der mittlere Abstand der rechteckigen Zuführungsleitungen $a = 0{,}68$ „
die Länge der geraden Zuführungen ..... $l = 11{,}0$ „
die Länge der Magnetnadel ..... $\lambda = 2{,}0$ „
Dann ist die Feldstärke an der Stelle der Pole der Magnetnadel nach Kohlrausch:

$$F' = \frac{0{,}2\,\pi}{r}\left(1 + \frac{1}{6}\frac{h^2}{r^2} - \frac{1}{8}\frac{b^2}{r^2} - \frac{al\,(2\,r + l)}{4\,\pi\,r\,(r + l)^2} + \frac{3}{16}\frac{\lambda^2}{r^2}\right) i\ (\text{amp})$$

$$\text{oder } F' = 0{,}031783 \cdot i.$$

Das Verzweigungsverhältnis der Ströme, bei welchem das Feld der großen Spulen durch das Feld des Reifens gerade kompensiert wurde,

war 1 : 890,0. Daraus ergibt sich als Feldstärke für die großen Spulen

$$F = F' \cdot 890{,}0 = 28{,}29 \cdot i.$$

Dieser Wert für F weicht von dem durch die direkte Ausmessung gefundenen um 4 Tausendstel ab. Zur Erklärung dieser Differenz ist zu beachten, daß der Bestimmung des Radius des Reifens große Genauigkeit zugetraut werden darf. Weniger sicher war die Zentrierung des Magnets im Reifen; jede Abweichung von genau zentrischer Lage desselben muß aber einen zu kleinen Wert für F ergeben. Ferner litt die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses dadurch, daß infolge von Straßenbahnstörungen die Ruhelage des Magneten keine ganz vollkommene war. Auf der anderen Seite konnte bei der Ausmessung der großen Spulen nicht berücksichtigt werden, daß die einzelnen Windungslagen nicht stets ganz gleichmäßig sich legten, auch waren die Windungszahlen auf beiden Spulen nicht gleich groß; jede Unregelmäßigkeit in den Lagen muß aber zur Folge haben, daß die wirklich vorhandene Feldstärke etwas kleiner als die berechnete ist. Als endgültiger Wert für die späteren Rechnungen wurde das Mittel aus beiden Werten genommen, wobei jedoch dem zuletzt gefundenen Wert ein etwas größeres Gewicht zuerkannt wurde, so daß

$$F = 28{,}33 \cdot i$$

angenommen wurde.

Erzeugung der Kathodenstrahlen.

Der große Vorteil des vollkommen homogenen Magnetfeldes konnte nur dann voll ausgenutzt werden, wenn der Kathodenstrahl in diesem Felde selbst erzeugt und unmittelbar von seinem Ursprung an der ablenkenden Kraft des Magnetfeldes ausgesetzt wurde. Für eine derartige Erzeugung von Kathodenstrahlen gibt die glühende Oxydkathode nach Wehnelt das Mittel. Es wurde daher ein schmaler Streifen Platinfolie mit einem außerordentlich kleinen (0,3 mm) Oxydfleck[1]) nahe der Mitte des Magnetfeldes angeordnet; etwa in einem Millimeter Abstand vor dieser Folie war ein größeres Platinblech angeordnet, das als Anode diente und dem Oxydfleck gegenüber ein Loch von etwa 0,5 mm hatte. Das ganze befand sich in einem so hohen Vakuum, daß beim Anlegen von 4000 Volt zwischen Folie und Platinblech eine selbständige Entladung nicht überging; wurde dann die Folie zum Glühen gebracht, so traten Elektronen aus dem Oxydfleck aus und erhielten durch das Potentialgefälle zwischen Oxydfleck und Anode eine beträchtliche Geschwindigkeit,

[1]) Derartig kleine Oxydflecke erhält man leicht, indem man ein winziges Körnchen weißen Siegellack auf dem Platinblech festkleben und verbrennen läßt. Die zurückbleibende Asche enthält genügend wirksame Metalloxyde.

so daß sie als feiner Kathodenstrahl durch das Loch in der Anode hindurchtraten und nun, gegen weitere elektrostatische Kräfte geschützt, mit konstanter Geschwindigkeit sich im Bereiche des Magnetfeldes bewegten.

Diese Überlegungen haben schließlich zu folgender Versuchsanordnung geführt (Fig. 1): Das große Magnetfeld steht auf einer Tischplatte T, die in der Mitte eine Durchbohrung hat; ein in die Durchbohrung eingesetztes Rohr dient als Führung, um welches als Achse das Magnetfeld

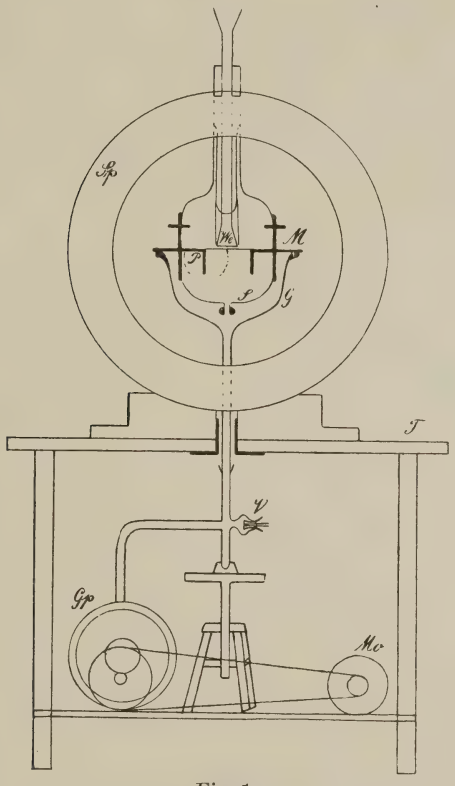


Fig. 1.

herumgedreht werden kann, so daß es in jede Orientierung zum Erdfelde gebracht werden kann. Dadurch wurde es möglich, durch Mittelnehmen aus einer Reihe von Beobachtungen mit verschiedener Orientierung den Fehler durch das Erdfeld oder sonst ein störendes fremdes Magnetfeld, z. B. das Feld, das der zum Glühen der Wehneltkathode benutzte Strom hervorruft, vollständig zu eliminieren. Durch die Durchbohrung des Tisches geht frei hindurch ein Glasrohr, das unten noch besonders gestützt und mit einer Gaedepumpe Gp verbunden ist. Das Rohr R trägt

in der Mitte des Magnetfeldes den Vakuumapparat, in dem die Kathodenstrahlen erzeugt werden. Dieser besteht aus der Glocke G mit dem aufgeschliffenen Metallteller M. In den oberen Metallring am Teller M ist eine zweite Glocke eingekittet, und in diese sind von oben her die Zuleitungen zur Wehneltkathode We eingeschmolzen. Die Wehneltkathode selbst liegt etwa 1 mm über der Mitte der Platte M, deren mittlere Partie herausgeschnitten und durch ein Platinblech mit 0,5 mm weiter, zentrischer Öffnung ersetzt ist. Die Wehneltkathode selbst ist noch, um nach der Seite heraustretende Entladungen zu unterdrücken, mit einem Glimmerzylinder eng umgeben, der bis dicht an das Platinblech heranreicht. An die eine Zuleitung zur Wehneltkathode war der negative Pol, an die Platte M der positive Pol einer Hochspannungsbatterie angelegt. An der Unterseite waren an die Platte M noch zwei Metallringe angelötet, in

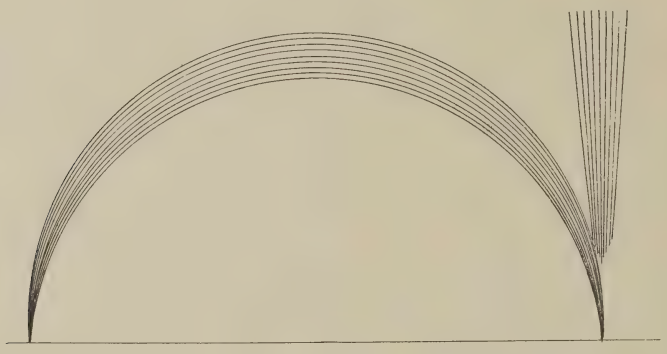


Fig. 2.

deren ringförmigen Zwischenraume eine ringförmige, photographische Platte P Aufnahme finden konnte. Gehalten wurde dieselbe durch die innen geschwärzte Metallschachtel S, die in dem äußeren der beiden Metallringe mit sanfter Reibung sich hielt und zugleich unterhalb M einen gegen jede elektrostatische Einwirkung völlig geschützten Raum herstellte. Gleichzeitig wurde hierdurch die photographische Platte gegen störendes Licht geschützt. Die Kathodenstrahlen nahmen dann bei richtiger Abgleichung zwischen Magnetfeld und Potentialgefälle einen genau halbkreisförmigen Verlauf, der durch die punktierte Linie in der Figur 1 angedeutet ist. Diese Anordnung bietet noch den besonderen Vorteil, daß die Kathodenstrahlen auf der photographischen Platte eine ganz außerordentlich scharfe Spur hinterlassen; denn wenn dieselben von ihrem Ausgangspunkt auch mehr oder weniger diffus ausgehen, so werden doch die Strahlen von etwas verschiedener Richtung nach Herumbiegen zu einem

vollen Halbkreis wieder sehr nahe in einen Punkt vereinigt, wie Fig. 2 erkennen läßt.

Da zu dem häufigen Einlegen einer neuen photographischen Platte und zu vielen Vorversuchen ein vielfaches Öffnen des Apparates nötig war, war noch in eine Rinne auf der Platte M ein mehrfach herumgewundenes isoliertes Konstantanband eingelassen. Beim Hindurchschicken eines Stromes von etwa 8 Ampere erwärmte sich dieses Band in drei Minuten so weit, daß in der ringförmigen Zone von M, die über dem Schliff von G lag, der zum Dichten verwendete leicht schmelzbare Guttaperchakitt weich wurde, und dann der ganze obere Teil des Apparates leicht abgehoben werden konnte. Beim Wiederaufsetzen desselben genügte ebenfalls ein kurzes Erwärmen auf gleiche Weise, um völlig luftdichtes Zusammenkitten beider Hälften zu bewirken. Diese Einrichtung hat sich ausgezeichnet bewährt und dürfte für ähnliche Fälle sehr zu empfehlen sein.

Ausführung der Messungen.

Unter Benutzung der Gleichungen 1a und 2a erhalten wir durch Elimination von v den Wert $\frac{e}{m} = \frac{2V}{H^2 r^2}$. Die Gleichungen 1b und 2b ergeben $\frac{e}{m_0} = \frac{2V}{H^2 r^2}(1 + \frac{1}{4}\beta^2)$. Um den Wert von $\frac{e}{m}$ bezw. $\frac{e}{m_0}$ zu erhalten, muß also gemessen werden: das Potentialgefälle V, dem die Kathodenstrahlen ihre Geschwindigkeit verdanken, das Magnetfeld H, also der Strom, der die großen Spulen durchfließt, und der Krümmungsradius r der Bahn der Kathodenstrahlen. Das Glied $(1 + \frac{1}{4}\beta^2)$ ist ein Korrektionsglied, für dessen Bestimmung eine angenäherte Kenntnis von β^2 genügt. Diese wird aus Gleichung 1a erhalten, indem $\frac{e}{m} = \frac{1}{2}\frac{v^2}{V} = \frac{1}{2}\frac{\beta^2 c^2}{V}$ die Größe β^2 aus einem angenäherten Wert von $\frac{e}{m}$ zu berechnen gestattet.

Das Schaltungsschema zur Ausführung dieser Messungen ist in Figur 3 dargestellt. Es bedeutet B_1 eine Batterie von drei Akkumulatoren, die den Strom zum Glühen der Wehneltkathode lieferte. Dieser Strom wurde durch den Widerstand W_1 reguliert und durch das Zeigergalvanometer G_1 gemessen. An dem Punkte P dieses Stromkreises war die negative Leitung der Hochspannung angelegt, unter Vorschaltung des Zeigergalvanometers G_2, eines in einem mit Petroleum gefüllten Gefäße untergebrachten Drahtwiderstandes W_2 von 40000 Ohm und eines Ausschalters A, über den auch die positive Leitung der Hochspannung zur Metallplatte M geführt war. Die ganzen in der Figur 3 durch gestrichelte Linien um-

grenzten Apparate standen auf einem Isolierschemel mit kräftigen Glasfüßen, so daß störende Isolationsverluste nicht zu bemerken waren.

Die Hochspannung wurde entnommen einer Hochspannungsakkumulatorenbatterie *H Sp* von 2000 Zellen, die einen Strom von 0,1 Amp. bei dreistündiger Entladung zu liefern imstande war. Die Messung der Hochspannung geschah durch eine Kompensationseinrichtung. Bei Verwendung von 1000 Volt war zwischen die Pole der Batterie ein in Petroleum gesetzter regulierbarer Präzisionswiderstand der Westongesellschaft von 100 000 Ohm, in Figur 3 durch W_3 bezeichnet, nebst einem Widerstand W_4 von 101,9 Ohm eingeschaltet. Der Strom konnte dann so reguliert werden,

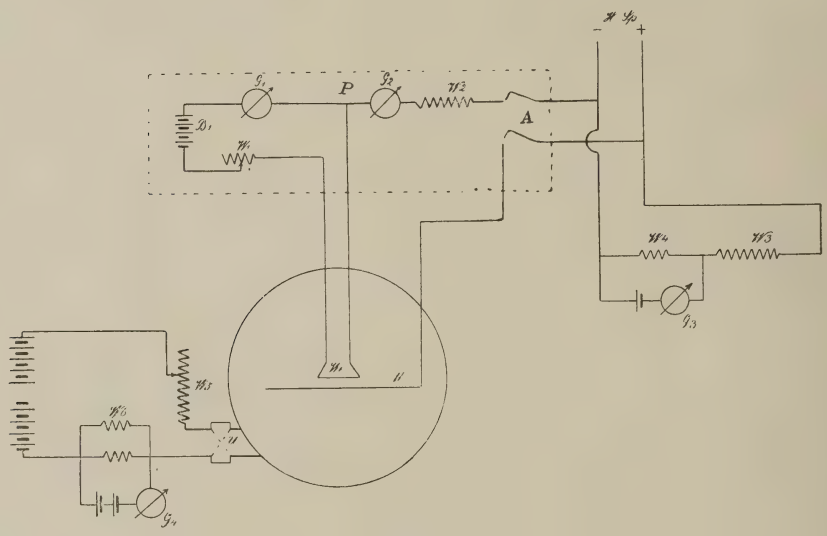


Fig. 3.

daß die Spannung an den Enden des Widerstandes W_4 genau gleich der eines Westonnormalelementes war, was an dem Spiegelgalvanometer G_3 beobachtet wurde. Die Gesamtgröße des eingeschalteten Widerstandes ergibt dann die Spannung der Batterie. Bei 4000 Volt wurden zu dem vorhandenen Widerstand noch drei Präzisionswiderstände von je 100000 Ohm vorgeschaltet. Diese Widerstände waren unter sich und mit einem Hauptnormal bis auf $^1/_{10000}$ genau verglichen. War die Hochspannungsbatterie gut geladen und wurde der Meßstrom von 0,01 Amp. eingeschaltet, so zeigte sich, daß nach etwa einer Viertelstunde völlige Konstanz der Batteriespannung erreicht war; dieselbe hielt sich dann leicht unverändert während der ganzen zu den Beobachtungen erforderlichen Zeit, ohne daß

der Lichtzeiger des Spiegelgalvanometers um mehr als 2 cm wanderte, wobei 1 cm Ausschlag etwa $^1/_{10\,000}$ Spannungsänderung der Batterie entsprach.

Auch wenn durch Einlegen des Ausschalters A der Kathodenstrahl erzeugt wurde, hatte dies bei der Größe der Batterie keinen bemerkbaren Einfluß auf die Klemmenspannung derselben. Die Stärke des Kathodenstrahls wurde durch den Widerstand W_1, der den Glühgrad der Kathode regulierte, stets so eingestellt, daß die an G_2 abgelesene Stromstärke 3 bis höchstens 10×10^{-6} Amp. betrug. In dem äußersten Fall, wo der Strom im Kathodenstrahl 10^{-5} Amp. erreichte, würde der Spannungsverlust in dem Vorschaltwiderstand W_2 $40\,000 \cdot 10^{-5} = 0{,}4$ Volt betragen haben, eine Größe, die gegenüber den 1000 Volt Batteriespannung vernachlässigt werden konnte. Die an der Kompensationseinrichtung abgelesene Batteriespannung konnte daher der Größe V in unseren Formeln vollkommen gleich gesetzt werden.

Der Strom im großen Magnetfeld wurde durch eine Starkstrombatterie von 240 Volt erzeugt und durch den Widerstand W_5 reguliert. Außerdem lag in dem Stromkreise der Widerstand W_6, der entweder aus einem Normalohm oder aus zwei parallelgeschalteten Normalohm bestand. Die Regulierung erfolgte stets so, daß an den Enden von W_6 die Spannung von zwei Westonelementen herrschte, was durch das Spiegelgalvanometer G_4 beobachtet wurde. Zwischen der Reguliervorrichtung und dem Magnetfeld lag noch der Umschalter U, der die Stromrichtung im Magnetfeld umzukehren gestattete. Die genauen Werte der Normalohm waren 0,99745 und 0,99997, so daß die beiden zur Verwendung gelangenden Stromstärken 2,0376 und 4,0905 Amp. betrugen.

Zur Kontrolle des Vakuums war noch eine Vorrichtung nach Dr. Voege[1]) vorgesehen. Bei V (Fig. 1) war eine kleine Birne angeschmolzen, in welcher sich ein von konstantem Strom durchflossener Hitzdraht befand. An diesen Hitzdraht war die Lötstelle eines Eisen-Konstanten-Thermoelementes angelötet, so daß das Thermoelement mittels eines Zeigergalvanometers die Temperatur des Hitzdrahtes anzeigte. Diese ist bei konstantem Heizstrom in hohem Grade vom Vakuum abhängig. Durch Vorversuche war ermittelt worden, daß, wenn das Thermoelement einen Ausschlag von 38 Skalenteilen gab, die Hochspannung von 4000 Volt nicht mehr das Vakuum durchschlagen konnte, wenn die Kathode nicht glühte. Brachte man diese zum Glühen, so waren bei einem Ausschlag von 40 Skalenteilen die Kathodenstrahlen deutlich sichtbar. Das Vakuum ließ sich dann noch weitertreiben bis zum Ausschlag 49, von 47 an fingen die Kathodenstrahlen, bei gleicher Stromstärke in den Strahlen, an, blasser zu werden und waren zuletzt noch kaum sichtbar. Höher als bis zu 50,5

[1]) Phys. Zeitschr. 7, p. 498, 1906.

ließ sich das Vakuum überhaupt nicht treiben, selbst wenn die Kathode nicht glühte.

Eine nachträgliche Vergleichung dieser Ausschläge mit den Angaben eines Manometers nach Mac Leod ergab nach Herstellung völliger Trockenheit im Vakuum

für den Ausschlag	30,0	40,0	46,0	48,0
einen Druck von	0,025	0,010	0,004	0,002

und bei 50,5 war der Druck nach dem Mac Leod kleiner als 0,0005.

Der ganze Verlauf einer Messung war hiernach folgender: Die Kompensationseinrichtung der Hochspannung wurde eingeschaltet, die photographische Platte eingelegt und der Vakuumapparat geschlossen. Durch eine Ölpumpe mit Motorantrieb wurde in 3 Minuten das Vorvakuum hergestellt und dann das Pumpen mit der ebenfalls mit Motor angetriebenen Gaedepumpe fortgesetzt. Die Gaedepumpe blieb während des ganzen Versuches in Betrieb. Es wurde jetzt auch die Kathode auf den vorher ermittelten Glühgrad gebracht, und nach etwa 20 Minuten pflegte dann das Vakuum bis zum Ausschlag 45 erreicht zu sein. Jetzt wurde die Hochspannungskompensation genau eingestellt, eine spätere Nachregulierung war nur noch selten nötig. Nun wurde der Strom des Magnetfeldes eingeschaltet; da die Spulen durch den Strom sich erwärmten, war dieser nicht ganz konstant zu halten, es wurde daher der Lichtzeiger des Galvanometers G_4 so eingestellt, daß der Strom zunächst noch zu groß war. Der Lichtzeiger wanderte dann langsam über die Skala hin. Wenn er etwa 1 cm vor seiner Ruhelage war, wurde nach dem Schlage eines Metronom die Hochspannung durch den Schalter A eingelegt und 2 Sekunden geschlossen und wieder geöffnet. Dann wurde der Strom im Magnetfeld umgewendet und die Hochspannung abermals 2 Sekunden geschlossen. Während dieser Zeit pflegte der Lichtzeiger von G_4 etwa 2 cm gewandert zu sein, was einer Stromänderung von $^2/_{10000}$ um den mittleren Wert herum entsprach. Danach wurde das Magnetfeld um 30° gedreht, das Magnetfeld neu reguliert und in gleicher Weise eine zweite Aufnahme gemacht. So wurde fortgefahren, bis sechs Aufnahmen unter genau gleichen Bedingungen in symmetrischer Verteilung auf der Platte erhalten waren. Es konnte dann der Versuch abgebrochen werden, aber mehrfach wurden auch auf der gleichen Platte noch weitere gleichartige Aufnahmen unter veränderten Bedingungen gemacht.

Am Schluß konnte dann nach Einlassen von Luft der Vakuumapparat mit der beschriebenen Wärmvorrichtung leicht wieder geöffnet, die Platte herausgenommen und entwickelt werden. Die Platten waren erhalten, indem zuerst die ringförmigen Platten geschnitten waren, die dann von der Firma Schleußner & Co. mit Diapositivemulsion übergossen waren, so daß die Emulsion um den Glasrand herumgriff. Dies hatte sich als

nötig erwiesen, da sonst im Vakuum infolge des Austrocknens die Emulsion oftmals von den Rändern her abblätterte.

Die fertige Platte wurde unter einem Zeißschen Komparator ausgemessen. Die in der beigefügten Tafel abgebildeten Platten lassen erkennen, daß die Messung des Abstandes gegenüberliegender Spuren von Kathodenstrahlen keine Schwierigkeiten macht. Da dieser Abstand der vierfache Krümmungsradius der Bahn, also gleich $4\,r$ ist, so ist auch diese Größe mit aller Schärfe ermittelt.

Ergebnisse der Messungen.

Von den zahlreichen Aufnahmen, die nach dem eben geschilderten Verfahren gemacht wurden, sei nur von einer, der Platte 18, das vollständige Protokoll hier mitgeteilt; die anderen Aufnahmen verliefen in genau gleicher Weise, nur ist Platte 18 insofern die vollständigste, als auf ihr fünf Aufnahmen hintereinander gemacht wurden, um zu ermitteln, ob verschieden starkes Glühen der Kathode einen Einfluß auf das Resultat hat. Damit hierbei die einzelnen Aufnahmen sich nicht überdeckten, wurden parallel zu dem Normalohm W_6 genau gemessene Widerstände parallel geschaltet und so die Stromstärke im Magnetfeld in genau bekannter Weise vergrößert.

Tabelle 1.

Platte 18.

Aufnahme	1	2	3	4	5
Hochspannung	1014,8	1014,8	1014,8	1014,8	1014,8 Volt
Strom im Magnetfeld	2,0376	2,0580	2,0783	2,1053	2,1392 Amp.
Glühstrom	2,4	2,3	2,2	2,1	2,0 Amp.
Strom in den Kathodenstrahlen	3	2,8	2	2	$2 \times 3 \cdot 10^{-7}$ Amp.
Vakuum	47	47	48	49	49
Abstand korrespondierender Marken auf der Platte in mm	74,088	73,353	72,612	71,668	70,545
	74,110	73,377	72,640	71,685	70,564
	74,133	73,375	72,675	71,723	70,580
	74,146	73,396	72,678	71,751	70,588
	74,149	73,460	72,716	71,762	70,607
	74,119	73,380	72,623	71,672	70,554
Mittelwerte	74,124	73,390	72,656	71,790	70,573
Krümmungsradius der Bahn in cm	1,8531	1,8348	1,8164	1,7928	1,7643
$\frac{e}{m}$	1,7737	1,7736	1,7743	1,7751	1,7752

Das genaue Bild dieser Platte ist in Figur 4 auf der beigefügten Tafel wiedergegeben; aus der Tabelle und der Abbildung läßt sich erkennen, mit welcher Genauigkeit die Ergebnisse der Messungen erhalten werden. Die Zahlen über die Ausmessung der Platte zeigen deutlich alle in dem gleichen, durch fetten Druck in der Tabelle hervorgehobenen Durchmesser einen maximalen Wert für $4r$ und senkrecht dazu einen minimalen. Diese systematischen Unterschiede lassen den Einfluß des konstanten Erdfeldes erkennen, das gegenüber dem Magnetfeld von etwa 56 Gauß diese Größe der Verschiedenheit in den gemessenen Werten erwarten ließ. Die aus den fünf einzelnen Messungen erhaltenen Endwerte für $\frac{e}{m}$ weichen nur außerordentlich wenig voneinander ab, vergleicht man damit das sehr stark verschiedene Glühen der Wehneltkathode und die Unterschiede im Vakuum, so wird man keiner dieser beiden Größen einen bestimmenden Einfluß auf den Wert von $\frac{e}{m}$ zuerkennen können.

In der Tabelle 2 sind die Ergebnisse der Gesamtheit der erfolgreichen Aufnahmen mit 1000 Volt zusammengestellt.

Tabelle 2.

Platte	Vakuum	$\frac{e}{m}$
6	?	$1{,}7738 \cdot 10^7$
8	40,5	1,779
9	45	1,772
10	44	1,7764
11	43,5	1,7760
12	38,5	1,7734
15	45–49	1,773
16	43	1,776
17	43	1,770
18	47	1,7737
	47	1,7736
	48	1,7743
	49	1,7751
	49	1,7752
19	48	1,7762
	47	1,7759
mittel...	—	1,774

Außer diesen mit 1000 Volt hergestellten Aufnahmen waren bei den Vorversuchen noch eine Aufnahme mit 256,5 Volt, die $\frac{e}{m} = 1{,}772 \cdot 10^7$,

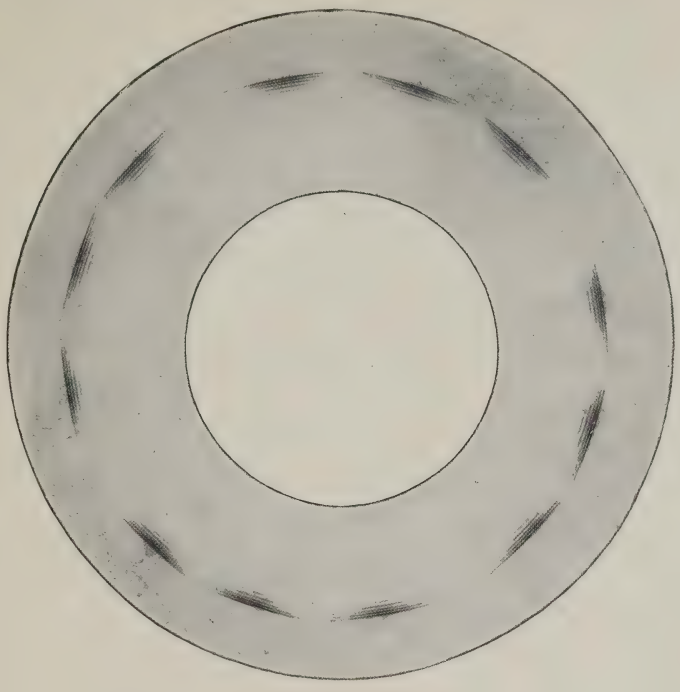


Fig. 4.

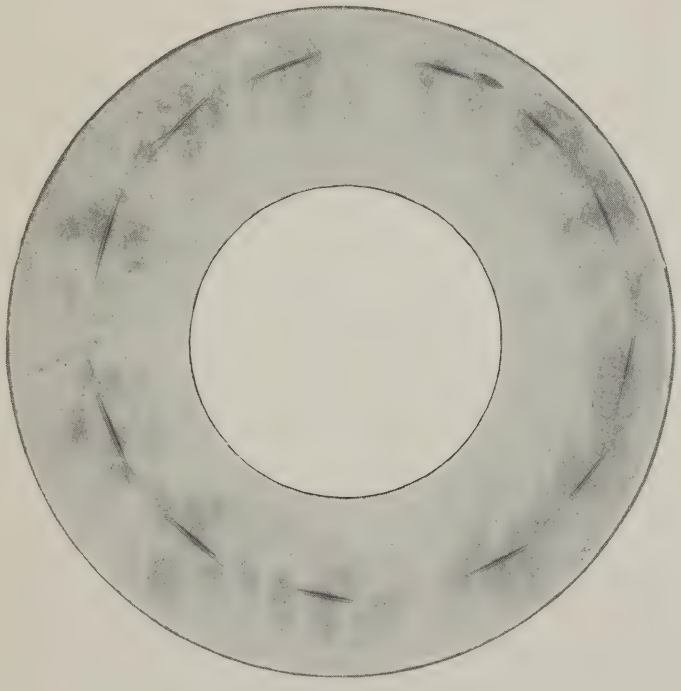


Fig. 5.

und eine mit 405 Volt, die $\frac{e}{m} = 1{,}774 \cdot 10^7$ ergeben hatten, ausgeführt worden. Die Tabelle 2 läßt besonders deutlich erkennen, daß die Höhe des Vakuums keinen nennenswerten Einfluß auf den Wert von $\frac{e}{m}$ haben kann.

Außer den Aufnahmen mit 1000 Volt wurden dann noch einige Aufnahmen mit 4000 Volt und der doppelten Feldstärke im Magnetfelde ausgeführt, deren Ergebnis in Tabelle 3 zusammengestellt ist.

Tabelle 3.

Platte	Vakuum	$\frac{e}{m}$
13	44	$1{,}755 \cdot 10^7$
14	45—47	1,758
15	45—49	1,758
16	43	1,758
17	45	1,760
19	47	1,769
Mittel...	—	1,760

Kritik der Ergebnisse.

Bevor ein Schlußresultat aus diesen Zahlen gezogen wird, erübrigt noch, über etwa vorhandene, systematische Fehlerquellen Rechenschaft abzulegen.

Die Unsicherheit in der Messung des Magnetfeldes wurde bereits oben besprochen, durch sie können die Endwerte alle in gleicher Weise eventuell um die Größe von 2 Tausendstel des angegebenen Wertes zu groß oder zu klein ausgefallen sein.

Bei der Messung der Größe r ist zu beachten, daß die Schichtseite der Platte und der Ausgangspunkt der Kathodenstrahlen auf der Oxydkathode nicht in einer Ebene lagen, die Größe r wurde daher nicht genau im Durchmesser der halbkreisförmigen Bahn des Kathodenstrahls gemessen. Die Wehneltkathode lag jedoch jedenfalls nicht um mehr als 2 mm höher als die Schichtseite der Platte, daraus folgt, daß die Größe r höchstens um 1 Tausendstel seines wahren Wertes zu klein gefunden sein kann; auf den Wert von $\frac{e}{m}$ würde das einen Fehler von 2 ‰ ausmachen, um welchen das gefundene $\frac{e}{m}$ zu verkleinern wäre. Ein Fehler im gleichen Sinne würde entstanden sein können, wenn der Kathodenstrahl nicht senkrecht zur photographischen Platte austrat; dieser Fehler ist jedoch

bei den vorliegenden Aufnahmen jedenfalls merklich geringer gewesen, da ein schiefes Austreten des Kathodenstrahls sich auf den Platten sofort dadurch bemerklich machte, daß die einzelnen Spuren auf der Platte sich nicht zu einem gleichmäßigen Kreise aneinanderschlossen, sondern mit ihren Enden teilweise übereinander griffen. Die Abbildung Figur 5 auf der Tafel zeigt hiervon Andeutungen. Platten, die diesen Fehler in stärkerem Maße zeigten, wurden ausgeschieden.

Als letztes bleibt noch das Bedenken, ob die gemessene Potentialdifferenz für die Erzeugung der kinetischen Energie der Kathodenstrahlen voll in Rechnung gesetzt werden darf. Es ist nicht ausgeschlossen, daß ein gewisser Anteil des Kathodengefälles erst verbraucht werden muß, um die Elektronen aus der Kathode herauszulösen. In diesem Falle würde V zu groß in Rechnung gesetzt, also $\frac{e}{m}$ zu groß erhalten sein. Um eine Vorstellung von der Größe des hierdurch bewirkten Fehlers zu erhalten, wurde ermittelt, mit wie geringen Spannungen schon ein Elektronenstrom erzeugt werden konnte. Das Galvanometer G_2 (Fig. 3) wurde dazu durch ein Spiegelgalvanometer ersetzt, und es wurde beobachtet, von welcher Spannung an beim Erglühen der Kathode ein Stromübergang durch das Vakuum eintritt. Es zeigte sich bei schwachem Glühen eine Spannung von 3—4 Volt, bei stärkerem Glühen schon von 1 Volt hierfür ausreichend. Der aus dieser Quelle hervorgehende mögliche Fehler würde also für $\frac{e}{m}$ wahrscheinlich nicht mehr als 3 ‰ betragen können bei den Aufnahmen mit 1000 Volt in dem Sinne, daß $\frac{e}{m}$ um diesen Wert zu verkleinern ist.

Eine weitere Bestätigung der Schätzung dieser Fehlergröße kann aus den Platten gewonnen werden, auf welchen sowohl mit 1000 als auch mit 4000 Volt Aufnahmen gemacht wurden. Da auf diesen immer zwei Aufnahmen für die beiden Spannungen unter ganz genau gleichen Verhältnissen erhalten sind, so erhält man aus jeder dieser Aufnahmen mit großer Genauigkeit das Verhältnis $\left(\frac{r^2 H^2}{2 V}\right)_{4000} : \left(\frac{r^2 H^2}{2 V}\right)_{1000}$. Wird die elektrodynamische Theorie als richtig angenommen, so folgt aber aus den Gleichungen 1 b und 2 b für dieses Verhältnis der Wert $1 + \frac{\beta^2_{4000} - \beta^2_{1000}}{4}$. Die Werte von β erhält man mit genügender Genauigkeit aus der Gleichung 1 b, wenn man für $\frac{e}{m_o}$ den Näherungswert $1{,}77 \times 10^7$ einsetzt. Es ist: $\frac{2 c V}{m_o c^2} = \beta^2 (1 + \frac{3}{4}\beta^2)$ und danach $\beta_{4000} = 0{,}0159$, $\beta_{1000} = 0{,}0039$.

Es müßte also werden: $\left(\frac{r^2 H^2}{2 V}\right)_{4000} : \left(\frac{r^2 H^2}{2 V}\right)_{1000} = 1{,}003$. Die Platten 15, 16, 17, 19 ergaben aber Werte 1,008, 1,010, 1,006, 1,004. Trotz der großen Genauigkeit, die gerade in der Bestimmung dieses Verhältnisses erreichbar ist, zeigen die erhaltenen Zahlen untereinander und von der erwarteten größere Abweichungen. Diese Abweichungen sind alle in dem Sinne, daß sie erklärt werden können durch die Annahme, daß ein Potentialverlust von wenigen Volt aber wechselnder Größe an der Kathode wirklich vorhanden ist; derselbe würde bei den 1000 Volt mehr ins Gewicht fallen als bei den 4000 Volt und deswegen einen zu großen Endwert ergeben. Schließlich wurde noch ein dritter Versuch gemacht, um die Größenordnung dieser Fehlerquelle festzustellen. Es wurde unmittelbar vor der glühenden Kathode, die in diesem Falle durch eine leichte Federung gespannt gehalten werden mußte, in etwa 0,2 mm Abstand ein starkes Platinblech befestigt, das an das eine Ende des glühenden Bleches angeschlossen war und gerade vor dem Oxydfleck eine Öffnung von 0,3 mm Durchmesser hatte. Wenn bei dieser Anordnung überhaupt Elektronen aus dem Oxydfleck heraustraten, so konnten sie nur durch die zwischen Oxydfleck und vorgelagertem Blech infolge des Glühstromes hervorgerufene Potentialdifferenz von höchstens 1 Volt (je nach dem Glühgrad) herausgetrieben sein. Gerieten diese Elektronen durch die kleine Öffnung im Platinblech, so erhielten sie dann durch das volle Potentialgefälle von 1000 bezw. 4000 Volt ihre große Geschwindigkeit. In diesem Falle war also nicht mehr mit einem Potentialverlust an der Kathode zu rechnen, sondern im Gegenteil konnte allenfalls mit einer geringen Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen zu rechnen sein. Die so erhaltene Aufnahme ist in Figur 5 auf der Tafel abgebildet. Die Ausmessung der Platte ergab in diesem Falle für 1000 Volt $\frac{e}{m} = 1{,}7728$, für 4000 Volt $\frac{e}{m} = 1{,}7656$ und für jene Verhältniszahl 1,004. Wenn nun auch diese Zahl doch noch etwas größer ist als die von der Theorie erwartete 1,003, so hängt dies wahrscheinlich noch mit der etwas geringeren Schärfe zusammen, die bei sämtlichen Aufnahmen für die 4000 Volt-Kathodenstrahlen zu beobachten ist. Diese ist auch in der Abbildung Figur 5 zu erkennen, wo die dunkleren Spuren den 4000 Volt entsprechen und merklich verschwommener sind als die ganz scharfen feinen Linien der 1000 Volt-Spuren. Der Ausmessung der 4000 Volt-Aufnahmen haftete daher stets eine etwas größere Unsicherheit an.

Schlußergebnis.

Fassen wir jetzt die Gesamtheit der Messungen zusammen, so ergibt sich als Mittelwert für die Größe $\frac{e}{m}$ bei 1000 Volt die Zahl $1{,}774 \cdot 10^7$, bei 4000 Volt $1{,}760 \cdot 10^7$. Es folgt hieraus, daß jedenfalls nicht die einfachen Formeln 1a und 2a, sondern die elektrodynamischen Formeln 1b und 2b den Versuchen am besten entsprechen. Daher ist jetzt auch noch der Wert $\frac{e}{m}$ mit $(1 + \frac{1}{4}\beta^2)$ zu multiplizieren, um $\frac{e}{m_o}$ zu erhalten, so daß sich ergibt

$$\frac{e}{m_o} = 1{,}776 \cdot 10^7 \text{ aus der Messung mit 1000 Volt.}$$

Dieser Wert wird wegen der angeführten systematischen Fehlerquellen möglicherweise um einige Tausendstel zu groß sein, jedoch ist die Unsicherheit nicht so groß, daß sie Einfluß auf die dritte Ziffer des Resultates haben kann. Es kann daher

$$\frac{e}{m_o} = \mathbf{1{,}77 \cdot 10^7}$$

als für diese Verhältnisse sichergestellt angesehen werden.

Zum Schlusse bleibt mir noch die angenehme Pflicht, für die zur Ausführung dieser Arbeit und ihrer weiteren Fortsetzung von Senat und Bürgerschaft besonders bewilligten Mittel in der Höhe von ℳ 6000 auch an dieser Stelle meinen Dank auszusprechen.

Hamburg, Physikalisches Staatslaboratorium, 1908.

Eingegangen am 15. Dezember 1908.

Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten von Holzern mittels elektrischer Schwingungen.

Von Dr. *F. Ulmer.*

Mit 10 Abbildungen im Text.

I. Einleitung und Literaturübersicht.

Die folgende Methode zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten (DC.) von Hölzern beruht im wesentlichen auf der experimentellen Bestimmung der in einem Schwingungskreise von bekannter Wellenlänge sich befindenden Kapazität eines mit Holz als Dielektrikum erfüllten Kondensators. Sie soll Ergänzungen und Erweiterungen bringen auf einem Gebiete, dessen Bearbeitung vor etwa 14 Jahren einsetzte, und zwar auf Grund einer Methode, die es erlaubt, selbst für kleine Holzmengen die Abhängigkeit der DC. von Wassergehalt, Druck u. a. zu bestimmen.

Righi[1]) war es, der zuerst zirkulare und elliptische Polarisation elektrischer Strahlen beim Durchgange durch (parallel zur Faser geschnittene) Tannenholzplatten und damit die Doppelbrechung von Holz für elektrische Strahlen nachwies ($\lambda = 10{,}6$ cm). Er fand außerdem die dem optischen Verhalten des Turmalins analoge Erscheinung, daß die elektrischen Strahlen vom Holz verschieden stark absorbiert werden, je nachdem ihre Schwingungen parallel oder senkrecht zur Faserrichtung erfolgen.

Fast zu gleicher Zeit, aber unabhängig von Righi, wurde Mack[2]) durch seine Untersuchungen über die Doppelbrechung des Holzes auf Grund einer ähnlichen Methode ($\lambda = 50$—60 cm) zu denselben Ergebnissen geführt: außer Tannenholz erwies sich auch das Holz von Buche und Eiche als doppelbrechend.

In drei Abhandlungen erweiterte sodann Mazzotto[3]) diese Forschungen; er wandte hierbei Drahtwellen — Lechersches System — an und gelangte zu folgenden Resultaten: Der Brechungsindex für elektrische Wellen variiert a) zwischen den verschiedenen Holzarten (Tanne, Pitchpine, Birnbaum, Steineiche) je nach deren Dichte s, und zwar zwischen 1,57 (Tanne, $s = 0{,}46$) und 2,24 (Steineiche, $s = 1{,}24$), b) in demselben Holze je nach der Faserrichtung: senkrecht zur Faserrichtung ist der Index kleiner als parallel

[1]) A. Righi: Mem. R. Acc. di Bologna 4, p. 387, 1894.
[2]) K. Mack: Wied. Ann. 54, p. 342, 1895; 56, p. 917, 1895.
[3]) D. Mazzotto: Atti, Serie 5, Bd. VI, 2, p. 73, 95, 134, 1897.

derselben; die Differenz zwischen beiden Indices ist bei dichteren Hölzern geringer als bei leichteren. Ferner untersuchte er für Tannenholz die Maxwellsche Beziehung $n = \sqrt{K}$, jedoch fand er sie nur in Annäherung erfüllt: stets ergab sich $\sqrt{K} > n$. Mit dem Trocknen nehmen die Konstanten (für Tannenholz untersucht) stark ab: von 3,79 und 2,70 zu 1,88 bezw. 1,45.[1]) Holz parallel den Fasern leitet Elektrizität besser, und das Verhältnis zwischen dieser und der Leitungsfähigkeit senkrecht dazu wird immer erheblicher, je mehr der Trockenheitsgrad des Holzes zunimmt; jedoch ist die Größenordnung dieser Leitfähigkeiten (Tannenholz, $\sigma = 2{,}8 \cdot 10^{-17}$ bezw. $1{,}1 \cdot 10^{-17}$ *cgs*) zu gering, als daß sie auf den Wert der Dielektrizitätskonstanten einen meßbaren Einfluß haben könnte.

Auch Starke[2]) untersuchte mehrere Holzarten (nach seiner Mischungsmethode) sowohl im lufttrocknen als auch im ausgedörrten Zustande und kam qualitativ zu denselben Ergebnissen wie Mazzotto.

Besonders eingehend beschäftigte sich sodann Pierce[3]) mit der Untersuchung von Hölzern auf Absorption und Doppelbrechung; er bestimmte (mittels eines „Radiomikrometers") die Exponenten von weiteren fünf Hölzern (Kirsche, Weymouthkiefer, Mahagoni, Walnuß und Weißeiche), indem er die Verschiebung der Knoten stehender elektrischer Wellen in Luft maß, wenn in ihren Gang eine Holzplatte gebracht wurde ($\lambda = 4{,}4$ cm). Bei allen diesen Hölzern fand er sowohl hinsichtlich der Absorption (Leitfähigkeit) wie auch der Brechungsexponenten die Resultate der früheren Forscher bestätigt; jedoch glaubte er im Gegensatz zu Mazzotto einen meßbaren Einfluß der Leitfähigkeit auf die DC. annehmen zu müssen.

Anläßlich seiner Untersuchung über die rationelle Konstruktion von Teslatransformatoren bestimmte dann auch Drude[4]) die DC. einiger Hölzer angenähert, indem er $^1/_2$ mm dicke Platten zwischen die 3 mm im Durchmesser haltenden Platten eines Kondensators brachte, welcher nach der von ihm[5]) beschriebenen Methode in die Resonanzleitung eines kleinen Blondlotschen Erregers eingeschaltet wurde ($\lambda = 73$ cm). Der Kondensator zeigte die größte Kapazität und deutliche Absorption für die senkrecht zu den Fasern geschnittenen Holzplatten (Buche, Eiche, Esche), geringere Kapazität und keine Absorption für die parallel den Fasern geschnittenen Holzplatten. Genauere Messungen stellte Drude damals nicht an, weil nach der benutzten Methode das Holz in eine Flüssigkeit gleicher DC. hätte eingelagert werden müssen, wobei man nicht sicher die Veränderung

[1]) cf. p. 46.

[2]) H. Starke: Wied. Ann. 60, p. 641, 1897; 61, p. 804, 1897.

[3]) G. Pierce: Physikal. Zeitschr. 1, p. 408, 1899; 2, p. 504, 1900; Phil. Mag. April 1901.

[4]) P. Drude: Ann. d. Phys. 9, p. 305 ff., 1902.

[5]) P. Drude: Wied. Ann. 61, p. 466, 1897.

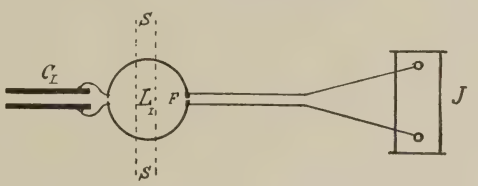
beurteilen kann, die die DC. des Holzes durch kapillares Einsaugen der Flüssigkeit erfährt.[1])

II. Beschreibung der Methode.

Die bei den folgenden Versuchen verwendete Methode ist eine Modifikation der von Drude[2]) zur Bestimmung der Wellenlängen von Drahtspulen verwendeten Resonanzmethode:

Der Primärkreis (Fig. 1) setzt sich zusammen aus einer kreisförmig gebogenen Selbstinduktion L nebst Funkenstrecke F (die direkt vom Induktorium J betrieben wird) und einer variablen Kapazität C_I (Drudescher Meßkondensator mit Mikrometereinstellung).

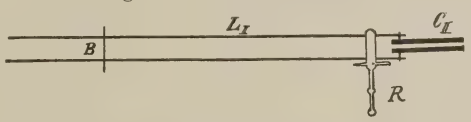
Fig. 1. Primärkreis.



J = Induktorium, F = Funkenstrecke, L = Selbstinduktion, C = Kapazität, SS = Lage des Sekundärkreises.

Mit diesem System wird der Sekundärkreis (Fig. 2), schwach magnetisch gekoppelt, in Resonanz gebracht.

Fig. 2. Sekundärkreis.



L = Selbstinduktionsrechteck, C = Holzkapazität, B = Brücke, R = Warburgröhre.

Er besteht aus einer variablen Selbstinduktion L_{II} und (auswechselbarer) Kapazität C_{II} (Plattenkondensator mit Holz als Dielektrikum). Resonanz wird erkannt an dem maximalen Aufleuchten einer dem Kondensator genäherten Warburgröhre R.

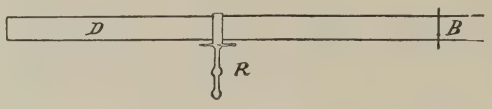
Den eigentlichen Messungen geht eine Eichung des Primärkreises voraus, d. h. der jeweilige, auf 0,01 mm genau einstellbare Abstand der Platten des Primärkondensators C_I wird in Beziehung gebracht zu der in dem Primärkreis schwingenden Welle, deren Länge man auf folgende Weise bestimmt: An Stelle des in Fig. 2 beschriebenen Sekundärkreises ist oberhalb des Primärkreises, parallel zur Funkenstrecke, die Draht-

[1]) cf. p. 54.

[2]) P. Drude: Ann. d. Phys. 9, p. 305, 1902.

doppelleitung D (Fig. 3) ausgespannt. Mittels einer verschiebbaren Metallbrücke B kann dieser Sekundärkreis den durch Variieren der Primär-

Fig. 3. Eichleitung.



kapazität hervorgerufenen Veränderungen der Wellenlängen folgen. Resonanz wird wiederum vermittels der Warburgröhre R erkannt.

Hat man nach Entfernen dieser Eichleitung den eigentlichen Sekundärkreis (cf. Fig. 2) in Resonanz mit dem Primärkreis, so ergibt sich der Wert der DC. des gerade untersuchten Holzes aus den folgenden Daten: Die Thomsonsche Formel

$$C_1 = \frac{\left(\frac{\lambda}{2}\right)^2}{\pi^2 \cdot L}$$ [1])

liefert aus der durch die Eichung bekannten Wellenlänge λ und der nach der Drudeschen Formel

$$L_{II} = 2l \cdot \left\{ ln \frac{b}{\varrho} - 1{,}31. \frac{b}{a} + 1{,}06. \frac{b^2}{a^2} \right\}$$ [2])

zu berechnenden Selbstinduktion L_{II} die Kapazität C_1 des mit Holz als Dielektrikum erfüllten Sekundärkondensators, die sogenannte „Holzkapazität"; die dazugehörige Luftkapazität findet man aus der Holzdicke α und den übrigen Dimensionen des Kondensators (r = Plattenradius, δ = Plattendicke) nach der Kirchhoffschen Formel [3])

$$C_2 = \frac{r^2}{4\alpha} + \frac{r}{4\pi} \cdot \left\{ ln \frac{16\,\pi\, r\,(\alpha + \delta)}{\alpha^2} - 1 + \frac{\delta}{\alpha}\, ln \frac{\alpha + \delta}{\delta} \right\},$$

und schließlich ergibt der Quotient $\frac{C_1}{C_2} = \varepsilon$ die gesuchte Dielektrizitätskonstante ε.

III. Apparate.

Die Apparate und Dimensionen der Anordnung waren folgende: An die Zinkfunkenstrecke des Primärkreises schloß sich, auf zwei 15 cm langen (schellackierten) Glasstäben fundiert, direkt die Selbstinduktion L_I

---

[1]) λ = Wellenlänge, L = Selbstinduktion.

[2]) l = Gesamtlänge des Rechtecks, b = die kürzere, a = die längere Seite desselben, ρ = Radius des Drahtquerschnittes.

[3]) Die elektrostatische Kapazität stimmt mit der Kapazität bei elektrischen Schwingungen überein, wenn $\frac{1}{4} \cdot \left(\frac{2\,\pi r}{\lambda}\right)^2$ gegen 1 vernachlässigt werden kann. cf. P. Drude: Physik des Äthers.

an, bestehend aus zwei halbkreisförmig gebogenen Kupferdrähten von 2 mm Dickendurchmesser, die einen Kreis von 9 cm Durchmesser umspannten. Der Abstand der Funkenelektroden war regulierbar. Der Stelle des Funkenübergangs möglichst nahe endeten die Zuführungsdrähte des Induktoriums J, dessen Schlagweite 3—4 cm betrug. Diesen gegenüber schloß sich der Drudesche Meßkondensator an die beiden Halbkreise der Selbstinduktion an, mit auswechselbaren Platten (Plattendurchmesser 18 cm bezw. 10 cm, Plattendicke etwa $3^1/_2$ mm) im Petroleumbad. Während der Messungen, die bei verdunkeltem Raume stattfanden, war die Funkenstrecke durch einen Kasten abgeblendet. Auf diesem ruhte, in einer Holzschiene verschiebbar, der Sekundärkreis; er bestand aus einem Selbstinduktionsrechteck (2 mm dicke Kupferdrähte) von 100 cm Länge und 3 cm Breite, das oberhalb eines Holzmaßstabes mit Millimeterteilung ausgespannt war. Die Größe der Selbstinduktion konnte durch Verschieben einer Metallbrücke variiert werden. Den Abschluß bildete der „Holzkondensator", bestehend aus auswechselbaren Messingplatten von etwa 1,7 mm Dicke und 9 cm Durchmesser im einen, 4 cm Durchmesser im andern Fall. Die Kontaktstifte (ebenfalls 2 mm dick), an der Außenseite der Kondensatorplatten befestigt, lagen federnd in den durchbohrten Enden des Selbstinduktionsrechtecks.

Vor Beginn der eigentlichen Messungen wurde dieser Sekundärkreis ersetzt durch die gleichgekoppelte Eichleitung. Diese bestand aus $^1/_2$ mm dicken blanken Kupferdrähten, wiederum in einem gegenseitigen Abstand von 3 cm, welch letzterer durch Anspannen der Drähte mittels Holzgewichten sowie durch kleine Ebonitschwellen möglichst gleichmäßig gehalten wurde; die Länge betrug etwa 850 cm, und die Wellenlänge konnte durch Verschieben einer Brücke in einem Intervall bis zu 17 m variiert werden.

Diese Dimensionen waren gewählt unter Berücksichtigung des Umstandes, daß die Kirchhoffsche Formel mit wachsendem Plattenabstand immer größere Abweichungen von den tatsächlichen Kapazitätswerten zeigt;[1]) das Korrektionsglied darf im Interesse der Genauigkeit der Meßmethode 5—10% der Gesamtkapazität nicht übersteigen.

Mit dieser Forderung im Einklang ergab sich für einen Plattendurchmesser von 9 cm ein Plattenabstand von 1—2 mm.[2])

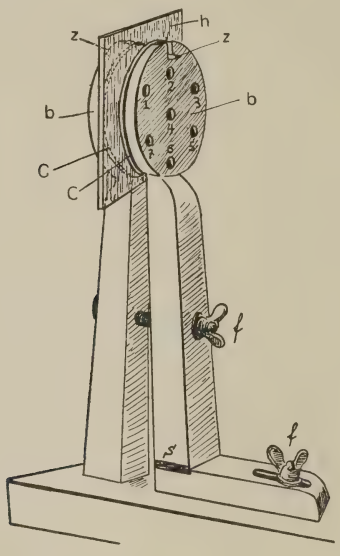
Einige Schwierigkeiten bereitete bei so dünnen Holzplatten die Anbringung der Kondensatorbelege; Klebemittel, wie Eiweiß u. a., anzuwenden, erwies sich — abgesehen davon, daß stets die Flüssigkeit in die

[1]) cf. E. Cohn u. F. Heerwagen: Wied. Ann. 43, p. 352, 1891.

[2]) Wählte ich aus praktischen Gründen einen Plattenabstand von doppelter Größe, so hätte, um eine gleiche Korrektion von höchstens 10% zu ergeben, der Plattendurchmesser ebenfalls verdoppelt werden müssen, ein Umstand, der den Vorteil der größeren Holzdicke wieder aufhob.

Platten eindrang und dadurch die DC. in undefinierbarer Weise beeinflußte — auch als unpraktisch, weil infolge der Feuchtigkeit die Platten sich zogen, was ein Abspringen der Belege zur Folge hatte. Auch der Versuch, Messingkondensatorplatten mittels Klebwachs unter Zuhilfenahme von einmaligem Druck angelegt, zu verwenden, führte zu keinem Resultat; denn nach Aufhören des Druckes änderte sich die Kapazität ganz beträchtlich. Nach mancherlei vergeblichen Versuchen (u. a. noch mit kleinen eisernen Stellschrauben, die die Kondensatorplatten dauernd an das Holz pressen sollten, aber allein durch ihre Anwesenheit schon Kapazität und Absorption in erheblichem Maße beeinflußten) erwies sich folgende Methode als brauchbar (Fig. 4): Zwei Holzbacken *bb* drücken die Kondensatorplatten *cc*

Fig. 4. Kondensatorstativ.



gegen die zu untersuchende Holzplatte *h*; zwei Flügelschrauben *ff* und ein Scharnier *s* gestatten eine bequeme Auswechslung der verschiedenen Holzplatten, sowie auch die Untersuchung von Hölzern verschiedener Dicken. Die genaue gegenseitige Orientierung der Kondensatorplatten wird dadurch aufrechterhalten, daß zwei kleine Stifte an den Außenseiten der Platten, in die Holzbacken gepreßt, die Aufhängung der Kondensatorplatten in zwei Schlitzen mittels der zwei Zuleitungsstifte *zz* festigen.

Die Dicken der Holzplatten wurden mit dem Zeißschen Dickenmesser bestimmt: bei Verwendung der 9 cm-Kondensatorplatten an sieben, bei den 4 cm-Platten an fünf Stellen. Zu diesem Zweck erhielten der Dickenmesser an Stelle seiner planparallelen Grundplatte einen abgerundeten Metallstift in Holzfutter und die Backen des Kondensatorstativs die erforderliche Anzahl von Öffnungen. Von beiden Seiten drangen alsdann

die Taststifte des Dickenmessers durch diese und ergaben somit die Dicke der betreffenden Holzplatte (während sie versuchsfertig zwischen den Kondensatorplatten lag), vermehrt um die doppelte Dicke der Kondensatorplatten. Mitsamt dem Stativ wurde dann der „Holzkondensator“ in den Sekundärkreis federnd eingeschaltet. Die Warburgröhre wurde den Drahtenden am Kondensator genähert und blieb während der einzelnen Versuche in derselben Stellung. Die Anwendung einer variablen Selbstinduktion im Sekundärkreis ermöglichte es, die einzelnen Hölzer nach Belieben bei jeder Wellenlänge im angegebenen Intervall (bis 1700 cm) zu untersuchen.

IV. Untersuchungsmaterial.

Die im folgenden untersuchten Hölzer — etwa 40 verschiedene Arten — erhielt ich sämtlich aus Hamburg; ein Teil entstammt dem Hamburger Botanischen Museum, dessen Holzsammlung Herr Professor Voigt in liebenswürdigster Weise mir zur Verfügung stellte. Ihm verdanke ich auch die schätzenswerte Unterstützung durch Herrn Tischlermeister Moje in Hamburg, der die schwierige Arbeit, die Holzschnitte in den angegebenen Dimensionen herzustellen, übernahm, mir auch bei der Beschaffung weiteren Materials, zumal seltener tropischer Hölzer, in jeder Weise behilflich war.

Von den meisten Holzarten standen mir je drei Schnitte zur Verfügung, und zwar in mehreren Exemplaren:

Hirnschnitt h . . . . . quer durch den Stamm, also senkrecht zur Faserrichtung,

Radialschnitt r . . . . . in Richtung der Fasern durchs Stammzentrum, die Jahresringe senkrecht schneidend,

Tangentialschnitt t . . in Richtung der Fasern, einen Jahresring tangierend.

Fig. 5.

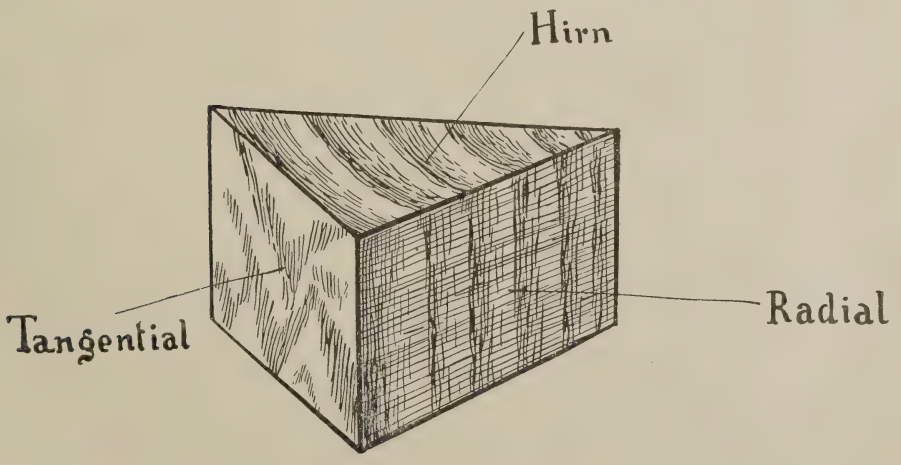


Fig. 5 gibt ihre Lage in einem Stammausschnitt an.

Die Dicke der Platten variierte zwischen 0,6 und 3,6 mm (letztere fanden bei den Druckuntersuchungen Verwendung). Die Hälfte etwa lag in Stücken von 100 qcm, die übrigen von mindestens 16 qcm vor; vereinzelt allerdings mußten — zumal bei tropischen Hölzern — einzelne Stücke durch Zusammenleimen erst auf die erforderliche Flächengröße gebracht werden.[1])

Der kurzen Charakteristik und Nomenklatur sämtlicher untersuchten Hölzer möge eine allgemeinere Betrachtung vorangehen.

In jedem Holze kommen außer Zellulose und Lignin, die gewissermaßen das Gerüst bilden, eine Reihe organischer Stoffe vor, die ursprünglich im Zellsafte vorhanden waren: Proteinsubstanzen, Gerbstoff, ätherische Öle, Harze, Gummi, Zucker und Farbstoffe. Dazu kommt — außer dem ständigen Wassergehalt, der sich im lufttrocknen Zustand des Holzes um 12—14 % des Gesamtgewichts bewegt — noch der größere oder kleinere Bestand an anorganischen Stoffen, der „Aschengehalt" der Hölzer.[2]) Laubbäume sind im allgemeinen aschenreicher als Nadelhölzer (deren Harzgehalt wiederum groß ist); jedoch bewegen sich diese Verschiedenheiten meist nur innerhalb kleiner Grenzen, denn ein Aschengehalt von 1 % vom Trockengewicht ist schon recht hoch, und meist beträgt er nur Bruchteile eines Prozent. Nur Ebenholz mit 3,9 %[3]) und andere der schwereren (tropischen) Hölzer: Teakholz mit 1,84 % und Olive mit 1,42 % sind verhältnismäßig aschenreich. Die spezifischen Gewichte der lufttrocknen Hölzer (gut abgelagert!) variieren in den weiten Grenzen 0,39 (Whitewood) bis 1,4 (Pockholz). Nun fand Rumford[4]) für das spezifische Gewicht reiner (luftfreier) Holzfaser bei ganz verschieden schweren Hölzern den Durchschnittswert 1,49; bedenkt man ferner, daß die Harze (Pockholz enthält 22 % Guajakharz!) durchweg ein spezifisches Gewicht zwischen 0,9 und 1,3 haben, so ist klar, daß nur der relativ größere oder kleinere Luftgehalt die spezifischen Gewichte der Hölzer in den angegebenen weiten Grenzen 0,4—1,4 variieren kann. Die in allen Hölzern ohne Ausnahme vorkommenden Mineralstoffe sind: Kali, Kalk, Magnesia, Phosphorsäure; in geringeren Mengen: Natrium, Eisenoxyd, Schwefelsäure, Kieselsäure; in Nadelhölzern zumeist — an Stelle der ersteren — Manganoxyd. Die härtesten und schwersten Hölzer stammen aus heißen Ländern; es deutet dies auf einen allgemeinen Zusammenhang der Wärme des Klimas mit der Schwere der Hölzer. Den tropischen Hölzern fehlt die Bildung der Jahresringe ganz oder fast ganz, auch sind bei ihnen die Strukturunter-

[1]) Hierauf ist in den Werttabellen stets durch ein *) hingewiesen.

[2]) cf. von Werneck sowie E. Wolff: Aschenanalysen, 1880.

[3]) Dr. J. Moeller: Das Holz, 1883.

[4]) Rumford: Recherches sur les Bois, Paris 1812.

schiede in den verschiedenen Faserrichtungen bei weitem nicht so stark wie bei den leichteren europäischen Holzarten. (Vgl. Olive einer- und Rotbuche andrerseits; dieser inneren Struktur entsprechend erweisen sich dann auch bei ersterer die Dielektrizitätskonstanten in den drei Richtungen relativ wenig verschieden, bei letzterer dagegen erheblich.) Die Härte eines Holzes hängt wesentlich von der Weite und Dickwandigkeit seiner Elemente ab; daher ist durchweg das spezifische Gewicht proportional der Härte und umgekehrt.

Während die mechanische Ausdehnung des Holzes erheblicher in transversaler Richtung ausfällt, wird Wärme[1]) sowie auch Elektrizität und Schall besser in longitudinaler Richtung fortgepflanzt, und ebenso ist die Fortbewegung von Wasser in imbibiertem Holz augenscheinlich in dieser Richtung begünstigt.[2]) Je nach der Qualität der Gewebe und deren Vereinigung verhalten sich die verschiedenen Holzarten der Variierung der Luftfeuchtigkeit gegenüber verschieden: aus täglichen Wägungen (an 16 Holzarten) und Beobachtungen der Luftfeuchtigkeit in einem Raume gleichmäßiger Temperatur ergab sich, daß die spezifisch leichteren Hölzer den täglichen Feuchtigkeitsschwankungen viel besser als die spezifisch schwereren zu folgen imstande sind; erstere trocknen einerseits viel leichter aus, andrerseits aber sind sie auch wieder viel hygroskopischer.

Es möge jetzt die kurze Charakteristik[3]) der untersuchten Hölzer (in alphabetischer Ordnung) folgen:

1. Nadelhölzer.

Ceder, cedrus Libani Barr: Holz rötlichweiß, zäh und dauerhaft, ziemlich hart, Spez. Gew. 0,70

Eibe, taxus baccata L.: Ockergelbes, dichtes Holz von festgeschlossener Struktur, hart und schwer, S. = 0,76

Fichte, picea excelsa: Holz gelblichweiß, fester und harziger als Tanne, ziemlich grob und glänzend, terpentinhaltig, weich, S. = 0,50

Föhre (Kiefer) I, II, III, pinus silvestris L.: Grobgefasertes ziemlich elastisches Holz, oft sehr harzig (III), weich, S. = 0,52—0,62

Pitchpine, pinus australis: Gelbrot bis rötliches Holz, mit starkem Harzgehalt, fest und zäh, mittelhart, S. = 0,60

Tanne, abies pectinata D. C.: Gelblichweißes, ziemlich grobes Holz, ohne Harzgänge, das leichteste Nadelholz, weich, S. = 0,48

---

[1]) cf. De la Rive und De Candolle: Pogg. Ann. 14, p. 590, 1828; Knoblauch: Pogg. Ann. 105, p. 623, 1858; Wiesner: Rohstoffe des Pflanzenreichs, p. 292, 1873; Sowinsky: Botanische Jahresberichte, p. 773, 1875.

[2]) cf. p. 10 (Anm. 4).

[3]) Vergl. auch: Nördlinger: Technische Eigenschaften der Hölzer, 1860; Dr. K. Wilhelm: Hölzer, 1903; H. Stone: Timbers of Commerce, 1904; Beauverie: Le Bois, 1905.

2. Laubhölzer.

Ahorn, acer Pseudoplatanus: Gelblichweißes bis rötliches Holz, zäh und elastisch, hygroskopisch und dicht (dickwandige Zellen), hart, S. = 0,66

Birke, betula verrucosa Ehrh.: Weiß bis rötlichbraunes, grobfaseriges Holz, im Längsschnitt nadelrissig, mit glänzender Oberfläche, ziemlich weich, S. = 0,63

Birnbaum I, II, pirus communis L.: Rötliches feinfaseriges Holz, dicht (aus ziemlich dickwandigen Zellen), hart, S. = 0,63—0,71

Rotbuche, fagus silvatica: Hellrötlichgraues Holz von feiner Struktur, dicht und fest, Zellen dickwandig und sehr fein, etwas hart, S. = 0,69—0,73

Weißbuche, carpinus betulus: Weißes feines, etwas glänzendes Holz, fest und zäh, hart, S. = 0,64

Afrikan. Buchsbaum, — —: Gelbrötliches Holz von dichtgeschlossener Struktur, dickwandige Fasern, beinhart, S. = 0,95

Westind. Buchsbaum, Aspidosperma Vargasii D. C.: Gelbliches feinfaseriges Holz, mittelschwer und dicht, beinhart, S. = 0,76

Bulletrie (Pferdefleischholz), Mimusops: Dunkelrotes, äußerst dichtes und schweres Holz von mäßigem fettartigen Glanz, sehr hart, S. = 1,13

Dorn, crataegus oxyacantha L.: Rötlichweißes dichtes Holz mit dickwandigen, sehr feinen Zellen, schwer und dauerhaft, hart, S. = 0,78

Ebenholz, Diospyros spec.: Grau bis tiefschwarz, reich an Calciumoxalat, Asche 3,9 %, dickwandige Fasern, glänzend, steinhart, S. = 1,21

Eiche, quercus robur: Dunkelgelbbraunes großporiges Holz, aus feinen dickwandigen Zellen, fest und hart, S. = 0,66

Grau-Erle, alnus incāna: Rötliches, ziemlich leichtes Holz, wenig elastisch, weich, S. = 0,51

Schwarz-Erle, alnus glutinosa Gärtn.: Ziemlich grobes, etwas glänzendes Holz von hellroter Farbe, weich, S. = 0,69

Esche, fraxinus excelsior: Helles, poriges Holz aus ziemlich feinen dünnwandigen Zellen, etwas glänzend, schwer und tragkräftig, ziemlich hart, S. = 0,67

Roßkastanie, aesculus Hippocastanum: Leichtes helles bis grünliches Holz, wenig dauerhaft, sehr feinporig und von schwammigem Gewebe, hygroskopisch, weich, S. = 0,52

Kirsche, prunus cerasus L.: Gelbrötliches, feinfaseriges schweres Holz, aus sehr feinen dünnwandigen Zellen, hart, S. = 0,61

Kistenholz, cedrela: Braunrötlich, ähnlich dem leichten Mahagoni, porös, mit mäßig dickwandigen, weitlichtigen Fasern, weich, S. = 0,48

Linde, tilia parvifolia Ehrh.: Hellgelbes, etwas glänzendes grobfaseriges Holz aus ziemlich dünnwandigen feinen Zellen, leicht und weich, S. = 0,52

Mahagoni I, II, Swietenia Mahagoni Lam.: Hellrötlichbraun bis dunkelbraunrot, dichte Fasern von mäßiger bis erheblicher Wanddicke, weich, S. = 0,43—0,66

Walnuß, juglans regia L.: Gelblichgraues mittelschweres Holz, feinfaserig und fest, mittelhart, S. = 0,61

Amerik. Nuß, juglans nigra L.: Violett- bis rötlichbraunes dauerhaftes Holz, mit dünnwandigen Zellen, mittelhart bis sehr hart, S. = 0,60—0,68

Satinnuß, Liquidambar styraciflua L.: Hellfahl bis graubraunes Holz, glänzend und von feinerer Struktur als juglans nigra, sehr weich, S. = 0,64

Olive, Olea Europea L.: Gelblichbraunes Holz von sehr dichter verwobener, kaum gefasert zu nennender Struktur, hart, S. = 0,75

Schwarzpappel, populus nigra: Im allgemeinen die weichste Pappel, Holz ähnlich dem der Weide; das untersuchte Holz jedoch war ziemlich dicht und mittelhart, S. = 0,63

Piment, Rhizophora mucronata Lam.?: Dunkelrotes, dichtgefasertes sehr festes Holz, Aussehen und Schwere ähnlich wie Bulletrie, außerordentlich dickwandige Fasern, mit rotem Zellinhalt, steinhart, S. = 1,13

Pockholz, Guajacum officinale: Graubraunschwarzes, sehr dichtes fettiges Holz, reich (22 %) an Guajacharz, steinhart, S. = 1,42

Rosenholz, Physocalymma scaberrimum Pohl: Rosen- oder fleischrotgefasertes Holz von dichter Struktur, schwer, hart, S. = 1,01

Domingo-Satin, Fagara flava Krug et Urb.: Vollgelbes, festes, etwas glänzendes Holz, mit Zellen von mäßiger Wanddicke, hart, S. = 0,67

Teakholz, tectona grandis: Gelb- bis dunkelbraun, reich an Kieselsäure und Calciumphosphat, mit dickwandigen Fasern, mittelhart, S. = 0,75

Ulme, ulmus campestris Spach.: Gelblichweiß bis rötliches Holz, grobfaserig und porig, gerbstoffhaltig, mittelschwer, mit dünnwandigen mittelfeinen Zellen, ziemlich hart, S. = 0,55

Bruchweide, salix fragilis: Leichtes helles grobgefasertes Holz aus dünnwandigen gröblichen Zellen, glänzend, sehr weich, S. = 0,47

White wood, pinus canadensis (?) oder Liriodendron tulipifera L. (?): Gelblichweißes bis grünliches grobgefasertes Holz, aus derb dickwandigen Zellen, sehr leicht, sehr weich, S. = 0,53

Die Härteskala ist folgende: sehr weich, weich, ziemlich weich, ziemlich hart, mittelhart, beinhart, steinhart.

Die spezifischen Gewichte sind durch Volumbestimmung und Wägung in Luft gefunden.

Die sämtlichen Hölzer stammten aus gut abgelagertem Material, und ihr Gewicht blieb — abgesehen von minimalen Schwankungen — konstant.

V. Genauigkeit der Methode; Fehlerquellen.

Die Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten sämtlicher Hölzer erstreckte sich über einen Zeitraum von wenigen Tagen; während dieser Zeit blieben, wie durch tägliche Kontrollgewichtsbestimmungen festgestellt wurde, die Gewichte der Holzplatten konstant.[1]) Ebenso zeigte sich die Eichungskurve[2]) des Primärkreises als durchaus unverändert. Der zum Anlegen der Kondensatorplatten an die Holzscheiben nötige Druck übte, wie später[3]) nachgewiesen wird, keinen Einfluß auf die Größe der DC. der einzelnen Holzarten aus, mochten diese nun weich oder hart sein.

Die Drudesche Formel[4])

$$L = 2l \cdot \left\{ ln \frac{b}{\varrho} - 1{,}31 \cdot \frac{b}{a} + 1{,}06 \frac{b^2}{a^2} \right\}$$

— worin l die Gesamtlänge des Drahtrechtecks, b die kürzere Seite a die längere Seite und ϱ den Radius des Drahtquerschnittes bedeutet — konnte an Stelle der Wienschen[5])

$$L = 4 \cdot \left\{ a \cdot \log \frac{2ab}{\varrho\,(a + \sqrt{a^2 + b^2})} + b \cdot \log \frac{2ab}{\varrho\,(b + \sqrt{a^2 + b^2})} + \right.$$
$$\left. + 2\,(\sqrt{a^2 + b^2} - a - b) \right\}$$

angewendet werden, da in jedem Falle a (= 100) groß gegen b (= 3) war.

Die einzelnen Hölzer wurden bei je drei Wellenlängen (λ) untersucht, die um etwa 100 cm differierten; die gut übereinstimmenden Werte der DC. (cf. Tabelle I) sind gleichzeitig ein Beleg für die hinreichende Genauigkeit der Drudeschen Formel, denn der Variierung der Wellenlängen ging stets eine Veränderung der Länge a des Selbstinduktionsrechtecks parallel.

Tabelle Ia — a — b — Tabelle Ib

Kiefer IIIh	λ	1609	1526	1388	1643	1492	1386	λ	Kiefer IIIt
	$\log \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2$	8110	7650	6828	8292	7466	6814	$\log \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2$	
	$\log (\pi^2 L)$	8190	7723	6914	7723	6914	6276	$\log (\pi^2 L)$	
	$\log C_1$	9920	9927	9914	0569	0552	0538	$\log C_1$	
	$\log C_2$	5257	5257	5257	6695	6695	6695	$\log C_2$	
	$\log \varepsilon$	0,4663	0,4670	0,4657	0,3874	0,3857	0,3843	$\log \varepsilon$	
	ε	2,9260	2,9310	2,9220	2,4400	2,4310	2,4230	ε	

[1]) Innerhalb eines Zeitraumes von $2^1/_2$ Wochen betrugen die Maximalschwankungen etwa $^1/_4$ %.

[2]) cf. p 40.

[3]) cf. Kapitel: Druckuntersuchungen, p. 58.

[4]) P. Drude: Ann. d. Phys. 9, p. 305 ff., 1902.

[5]) M. Wien: Wied. Ann. 53, p. 930, 1894.

Der Zeißsche Dickenmesser gestattete eine Dickenmessung bis auf $^1/_{100}$ cm genau; die Holzplatten waren durchweg gut plan.

Die relative Genauigkeit der Methode wurde bestimmt, indem ein und dasselbe Holz (Buche *r*) mehrere Male von Anfang bis zu Ende durchgemessen wurde; d. h. nachdem die DC. einmal bestimmt worden war, wurde die Holzscheibe aus dem Kondensator entfernt, dann wieder zwischen die Belege gebracht und Dickenmessung sowohl wie auch Resonanzeinstellung wiederholt. Die so aus vier Versuchsreihen bestimmten DC. eines und desselben Holzes differierten um höchstens 1%.

Die absolute Genauigkeit der Methode war noch nach zwei Richtungen hin zu prüfen. Es galt die zwei Fragen zu beantworten:

1. Wie ändert sich die Kapazität eines Plattenkondensators, wenn er einmal sich vollkommen innerhalb eines (festen) Dielektrikums befindet, das andere Mal aber dasselbe Dielektrikum nur in Plattenform zwischen den Belegen hat; im Anschluß daran: inwieweit beeinflussen die beiden Holzbacken des Kondensatorstativs (weißbuchen) die Kapazität?
2. Wie weit geht der Geltungsbereich der Kirchhoffschen Plattenkondensatorformel[1])

$$C = \frac{r^2}{4\alpha} + \frac{r}{4\pi} \cdot \left\{ ln \frac{16\pi r(\alpha + \delta)}{\alpha^2} - 1 + \frac{\delta}{\alpha} \cdot ln \frac{\alpha + \delta}{\delta} \right\} ?$$

1. Untersuchung des Einflusses des äußeren Dielektrikums.

Es war (cf. Seite 24) $\varepsilon = \frac{C_1}{C_2}$ gesetzt worden, wo C_1 die gemessene „Holzkapazität", C_2 die berechnete „Luftkapazität" bedeutete; nun stellt aber C_1 in Wirklichkeit nicht den ganzen Kapazitätsbetrag eines „Holzkondensators" dar; denn bei der vorliegenden Versuchsanordnung sind die Kondensatorplatten nicht in Holz eingebettet, sondern dieses befindet sich, wenn wir zunächst von den Holzbacken des Stativs absehen, nur zwischen denselben. Es werden daher die einzelnen Werte C_1 und damit auch die Dielektrizitätskonstanten ε additiv zu korrigieren sein. Die bei den einzelnen Holzdicken (α) erforderliche Korrektion wurde folgendermaßen gefunden:

Die beiden zu allen Messungen verwendeten Kondensatoren ($2r =$ 9 cm bezw. $2r = 4$ cm) wurden in festes Paraffin ($\varepsilon = 2{,}01$) eingebettet. Dann wurde ihre Kapazität bestimmt, und zwar in ebendemselben Schwingungskreis wie später die Hölzer (Fig. 2). Die Außenschicht des Paraffins wurde schichtenweise entfernt und — von etwa $^1/_2$ cm Dicke an abwärts — eine deutliche Abnahme der Kapazität bemerkt.

Zuerst wurden diese Untersuchungen so angestellt, daß der Platten-

[1]) Kirchhoff: Monatsber. d. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 15, 1877; Gesammelte Abhandlungen, p. 101 ff.

abstand bei jedem Versuch durch Ebonitwürfelchen von bekannter Höhe konstant gehalten wurde. Sämtliche Luftblasen zwischen den Platten waren dabei durch Erhitzen des Paraffins und Neigen des Gefäßes entfernt, in dem das Einbetten vorgenommen wurde. Diese Methode jedoch war sehr zeitraubend und umständlich. Viel rascher und ebenso sicher war folgendes Verfahren, das bei allen übrigen Messungen betreffs Genauigkeit der Meßmethode Anwendung fand: der Zwischenraum zwischen den Kondensatorplatten wurde mit erkaltendem halbfestem Paraffin vollkommen — ohne Lufteinschlüsse — ausgefüllt. Die genaue Dickenmessung erfolgte, sobald das Paraffin vollkommen erkaltet war, mit dem Zeißschen Dickenmesser. Von dem größten Plattenabstand (13,6 bezw. 3,6 mm) ausgehend, wurde die Kapazität als C_I oder Vollkapazität und als C_{II} oder Teilkapazität bestimmt.

Nach jedem solchen Versuche wurde der Plattenabstand verringert, indem das wiederum angewärmte Paraffin durch leichten Druck herausgepreßt wurde.

Tabelle II enthält die auf diese Weise gewonnenen 11 Zwischenstufen. Die Kapazitäten wurden bestimmt als:

C_I = während der Kondensator vollkommen eingebettet war,

C_{II} = während nur noch der Zwischenraum der Platten ausgefüllt war.

Für einzelne Abstände wurde auch der den Holzuntersuchungen analoge Fall konstruiert, indem sowohl der Einfluß eines überstehenden Randes vom Dielektrikum als auch der von zwei an den Außenseiten der Kondensatorplatten sich befindenden Paraffinschichten bestimmt wurde. Die Messungen wurden dreimal wiederholt und bei mindestens je zwei Wellenlängen die Einstellungen auf Resonanz gemacht; stets ergaben sich die gleichen Verhältnisse.

Tabelle II.

a) Großer Kondensator. b) Kleiner Kondensator.

Abstand a mm	C_I	C_{II}	%	Abstand a mm	C_I	C_{II}	%
0,996	112,50	—	—	0,489	43,25	—	—
1,320	83,77	82,36	1,67	0,643	35,35	34,48	2,2
1,630	67,91	66,46	1,72	0,754	31,03	30,43	
2,003	56,49	55,21	2,50	0,929	26,48	25,58	3,3
2,208	52,70	51,50	2,72	1,075	23,31	22,62	
2,460	47,79	46,36		1,229	21,05	20,19	3,8
2,860	41,76	40,32	2,93	1,481	18,05	17,58	
3,160	38,57	37,71		1,665	16,54	15,78	
3,570	34,69	33,24	3,70	1,759	15,78	14,90	5,0
4,180	30,51	29,61		2,237	13,28	12,68	
6,480	22,17	21,19	4,60	2,689	11,72	11,23	5,3
8,460	18,35	17,23	6,30	3,238	11,07	10,55	
13,320	13,09	12,37		3,658	10,24	9,67	5,9

Aus Tabelle II (a) ... 9 cm-Kondensator; b) ... 4 cm-Kondensator) ersieht man, daß der Einfluß des äußeren Dielektrikums für den 9 cm-Kondensator, beginnend bei 1 mm Plattenabstand mit etwa $1^1/_2$ %, bei 3 mm bereits bis 3 %, bei 6 mm bis $4^1/_2$ % und bei 13 mm bis nahezu 7 % ansteigt; für den kleineren Kondensator liegen die Verhältnisse natürlich noch viel ungünstiger: während im ersten Falle, bei Verwendung der größeren Platten, für die Meßresultate nur eine Höchstkorrektion von 3 % in Frage kommt (denn es wurden nie Platten von mehr als 3 mm Dicke darin untersucht), wird hier beim kleinen Kondensator für eine gleiche Dicke bereits eine Korrektion von 5—6 % erforderlich. In beiden Fällen aber spielt naturgemäß das eigentliche Randdielektrikum die Hauptrolle: und die Außenschichten an den Kondensatorplatten bleiben von ungleich geringerem, wenn auch meßbarem Einfluß. Ferner ergab sich: der überstehende Rand des Dielektrikums verringert zwar den Betrag der anzubringenden Korrektion, bringt ihn aber nicht ganz zum Verschwinden.[1])

Die vorliegenden Tabellenwerte nun, als Grundlage einer „Korrektionskurve", gestatten, die Größe der Korrektion für jede Holzdicke im Bereiche der angegebenen Werte α anzugeben. Für die Genauigkeit der Meßmethode kommt der Umstand, daß bei der Untersuchung der verschiedenartigsten Holzplatten an der Außenseite des Kondensators sich stets das Holz der Weißbuche befindet, nicht in Betracht, denn der Einfluß dieses Teils des äußeren Dielektrikums ist nur gering im Vergleich zu dem des Randdielektrikums: durchschnittlich beträgt er nur $^1/_6$ der Gesamtkorrektion, während $^5/_6$ auf die Randkorrektion entfallen.

2. Geltungsbereich der Kirchhoffschen Formel (K. F.).

Bei der Ableitung der Kirchhoffschen Formel wird vorausgesetzt, daß sich in endlicher Entfernung vom Plattenkondensator keine fremden Leiter befinden, sodann, daß von der Innenseite der Kondensatorplatten keine Kraftlinien in den Raum hinausgehen; dies letztere aber trifft nur zu, wenn die Plattendistanz α gegen den Plattenradius r verschwindet. Diese vereinfachenden Voraussetzungen sind für meine Versuchsanordnung, zumal bei Verwendung der kleinen Kondensatorplatten, nicht mehr erfüllt, und es steht zu erwarten, daß schon für relativ kleine Holzdicken (α) die Verwendung der K. F. erhebliche Korrektionen nötig machen wird.[2])

Ich untersuchte nun im Anschluß an die vorigen Versuche die Abweichungen der berechneten von den experimentell gemessenen Kapazi-

[1]) Vergl. dagegen Heydtweiller: Elektrische Messungen; Winkelmann: Handbuch der Physik.

[2]) Aus den von E. Cohn und F. Heerwagen: Wied. Ann. 43, p. 352, 1891, angegebenen Kapazitätswerten (nach der K. F. berechnet und statisch gemessen) für zwei

täten für ein Intervall von $^1/_2$—3,6 mm beim 4 cm-Kondensator, und für ein Intervall von 1—13$^1/_2$ mm beim 9 cm-Kondensator auf folgende Weise: Bei jedem der 13 Plattenabstände α dividierte ich die sich ergebende „Vollkapazität“ C_I durch die nach der K. F. berechnete „Luftkapazität“ und erhielt so die (scheinbare) DC. des Paraffins.[1])

Wie man aus Tab. III entnimmt, wachsen deren Werte mit steigendem Plattenabstand ganz beträchtlich.

Tabelle III.

a.			b.		
Plattendistanz α	DC. ε	Zunahme von ε $d\varepsilon$	Plattendistanz α	DC. ε	Zunahme von ε $d\varepsilon$
0,996	2,01	—	0,490	2,01	—
1,320	2,04	1,0 %	0,643	2,08	3,7 %
1,640	2,02		0,754	2,21	
2,003	2,03	2,0 %	0,930	2,21	10,0 %
2,210	2,07		1,075	2,24	
2,460	2,07	3,2 %	1 230	2,27	13,5 %
2,860	2,08		1,480	2,30	
3,160	2,10	4,5 %	1,665	2,34	16,5 %
3,570	2,10		1,760	2,34	
4,180	2,13	6,0 %	2,240	2,44	21,0 %
6,480	2,27	13,0 %	2,690	2,50	25,0 %
8,460	2,34	16,5 %	3,240	2,77	38,0 %
13,320	2,42	20,5 %	3,660	2,83	41,0 %

a. großer Kondensator b. kleiner Kondensator.

Kondensatoren von 20 cm bezw. 10 cm Durchmesser und Abstände von $^1/_2$—4 cm berechnete ich folgendes:

Abstand α cm	$2r = 20$ cm Fehlbetrag %	$2r = 10$ cm Fehlbetrag %
0,5	2,5	10,1
1,0	—	20,5
2,0	12,7	37,5
4,0	24,2	—

[1]) Arons und Rubens: Wied. Ann. 44, p. 206, 1891, haben nachgewiesen, daß die Dielektrizitätskonstante des Paraffins sich beim Übergang aus dem flüssigen in den festen Zustand stark verändert: beim flüssigen Paraffin war $\varepsilon = 1{,}98$, unmittelbar nach Erstarrung $\varepsilon = 2{,}08$, nach völliger Abkühlung $\varepsilon = 1{,}95$; und auch schon Schiller: Pogg. Ann. 152, p. 535, 1874, hat darauf aufmerksam gemacht, daß Paraffin je nach Art der Abkühlung sowohl in den optischen als auch elektrischen Konstanten starke Verschiedenheiten aufweist. — Die obigen Tabellenwerte ergeben ε stets für ein- und denselben Zustand: den völliger Abkühlung und Erstarrung.

Dies Anwachsen der Dielektrizitätskonstante ε des festen Paraffins mit steigender Plattendistanz kann nur darin seinen Grund haben, daß eben die Kirchhoffsche Formel Kapazitätswerte liefert, die mit wachsendem Plattenabstand prozentual immer mehr hinter der Wirklichkeit zurückbleiben.

Ich bestimmte nun umgekehrt aus den unrichtigen Werten des ε die wirkliche Luftkapazität für die einzelnen Plattenabstände, indem ich den Wert $\varepsilon = 2{,}01$ zugrundelegte. Tab. IV enthält — für den kleinen Kondensator — die korrigierten Kapazitäten neben den nach der K. F. berechneten.

Tabelle IV.

Abstand a mm	Kapazität (berechnet K. F.) cm	Fehler %	Kapazität (exp. korrigiert) cm
0,489	21,75	—	21,75
0,640	16,96	3,7	17,59
0,750	14,05		15,44
0,930	11,98	10,0	13.18
1,075	10,40		11,60
1,230	9,27	13,5	10,48
1,480	7,84		8,97
1,665	7,07	16,5	8,23
1,760	6,74		7,86
2,240	5,45	21,0	6,61
2,690	4,68	25,0	5,83
3,240	4,00	38,0	5,51
3,660	3,62	41,0	5,10

Kleiner Kondensator.

Tabelle V.

Abstand a mm	C_I	C_{II}	C_{III}	Abstand a mm	C_I	C_{II}	C_{III}
0,5	21,41	21,41	20,00	1,5	8,90	7,77	6,67
0,6	18,65	18,02	16,66	1,6	8,50	7,33	6,25
0,7	16,38	15,60	14,29	1,8	7,70	6,61	5,56
0,8	14,85	13,78	12,50	2,0	7,15	6,02	5,00
0,9	13,55	12,34	11,11	2,1	6,82	5,77	4,76
1,0	12.25	11,21	10,00	2,2	6,70	5,54	4,55
1,1	11,40	10,28	9,09	2,5	6,13	4,97	4,00
1,2	10,65	9,49	8,33	3,0	5,59	4,25	3,33
1,3	10,00	8,73	7,59	3,5	5,20	3,74	2,86
1,4	9,40	8,26	7,14	4,0	5,00	3,35	2,50

C_I = experimentell bestimmt, C_{II} = berechnet nach der K. F.,
C_{III} = berechnet ohne Kirchhoffsches Korrektionsglied.

Die ersteren dienten als Grundlage einer Kapazitätskurve, der ich alsdann die Kapazitätswerte (C_I) für 23 Plattenabstände von 0,5—4 mm entnahm. Für dieselben Plattenabstände berechnete ich dann noch die Kapazität nach der Kirchhoffschen Formel (C_{II}), sowie schließlich ohne Kirchhoffsches Korrektionsglied (C_{III}). Tab. V enthält diese Werte, die sodann (cf. Fig. 6!) die Grundlage dreier Kapazitätskurven bildeten.

Fig. 6.

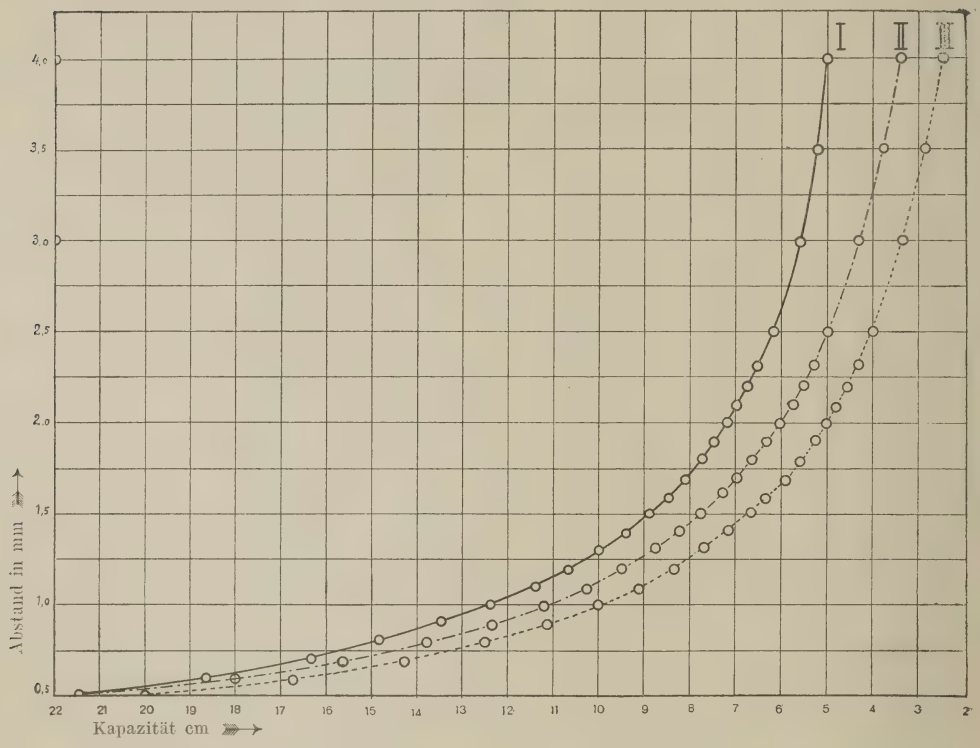


Fig. 6 zeigt graphisch für den 4 cm-Kondensator das starke Abweichen der „Experimentalkurve“ I von der Kirchhoffschen Kurve II sowohl wie auch von der einfachen Annäherungskurve III (Kapazität ohne Kirchhoffsche Korrektion). Die Kirchhoffsche Kurve verläuft etwa in der Mitte zwischen I und III, jedoch für größere Plattenabstände schmiegt sie sich mehr an III an[1]).

Für den kleinen Kondensator war es somit nötig geworden, ganz auf die Verwendung der Kirchhoffschen Formel bei den Ausrechnungen zu verzichten und die gewünschten Kapazitätswerte der Experimentalkurve I zu entnehmen. Für den großen Kondensator dagegen konnte

[1]) Mathematische Betrachtungen hierüber bei R. Magini: Rend. R. Acc. dei Lincei 15, 1906; Physikal. Ztschr. 7, p. 844, 1906; Beiblätter 30, p. 1156, 1906.

bis zu Abständen von 3 mm unbedenklich die K. F. Anwendung finden, da sie nur eine Höchstkorrektion von 3,5 % involvierte, die durch die entgegengesetzte Korrektion für das (fehlende) äußere Dielektrikum fast gänzlich kompensiert wurde.

(Magini [l. c.] hat neuerdings ebenfalls die Gültigkeit der Kirchhoffschen Formel [neben der Maxwellschen und Thomsonschen] geprüft und gefunden, daß die so berechnete Kapazität gut mit der statisch gemessenen übereinstimmt, und zwar für Platten von etwa 600 qcm Fläche [$r = 13$ cm] und einen Abstand $\alpha = 1$ cm.)

Das Gesamtergebnis ist nunmehr:

die relative Genauigkeit beträgt 1 %;

die übrigen von dem teilweisen Fehlen des Randdielektrikums und der Unzulänglichkeit der Kirchhoffschen Formel herrührenden Fehler lassen sich zahlenmäßig für jeden Einzelfall den experimentell bestimmten Korrektionskurven entnehmen;

die Gesamtgenauigkeit dürfte 2 % betragen.

Mazzotto hatte in seiner zweiten Arbeit gefunden, daß die Beziehung $n = \sqrt{K}$ bei Holz nicht erfüllt sei, und sein Resultat $\sqrt{K} > n$ mit den verschiedenen Feuchtigkeitsverhältnissen seines Materials begründet.

Jedoch findet dies m. E. vielmehr darin seine Erklärung, daß Mazzotto für seinen Sekundärkondensator ($2r = 8$ cm) bei Abständen von 9—26 mm noch die K. F. als gültig annimmt und auch den Einfluß des (fehlenden) äußeren Dielektrikums unberücksichtigt läßt. Die Übereinstimmung zwischen $\sqrt{K}$ und n wäre sonst genauer geworden.

Probeweise wurde eine Anzahl Hölzer einmal (b) im kleinen, ein anderes Mal (a) im großen Kondensator untersucht; bei Anwendung der

Ahorn t.	a	b_1	b_2
$\frac{\lambda}{2}$	753	616	616
$\log \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2$	7536	5792	5792
$\log (\pi^2 L)$	5528	0899	0899
$\log C_1$	2008	4893	4893
$\log C_2$	6654	8986	9566
$\log \varepsilon$	0,5354	0,5907	0,5327
ε	3,431	3,900	3,410
	gr. Kondens.	kl. Kondens.	
		Kirchh. F.	Experim. K.

Kirchhoffschen Formel (b_1) erhielt ich stets im ersteren Falle ganz erheblich größere Werte, und die Abweichungen wuchsen mit zunehmender Holzdicke, ganz in dem Maße, wie die Versuche mit Paraffin es zuerst ergeben hatten.

Es sei noch bemerkt, daß die Anwendung der Warburgröhre als Resonanzindikator eine qualitative Bestimmung der Absorptionsverhältnisse bei den einzelnen Holzarten in den verschiedenen Richtungen sowie bei den verschiedenen Holzarten gestattete, indem die Art des Aufleuchtens deutliche Unterschiede erkennen ließ.

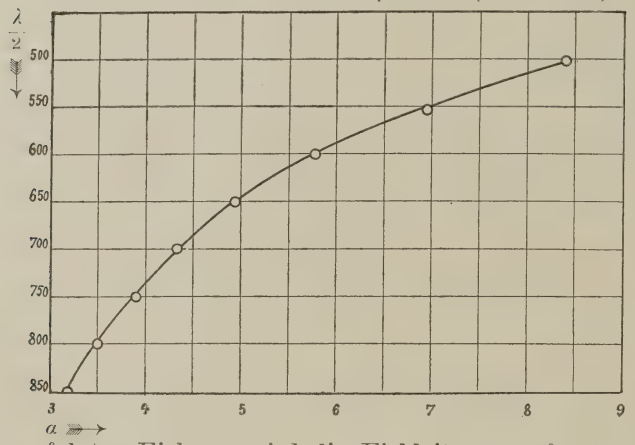
VI. Gang einer Messung.

Die Grundlage einer jeden Versuchsreihe ist die Eichungskurve, welche graphisch die Beziehung zwischen dem Plattenabstand α des Primärkondensators und der (halben) Wellenlänge $(1/2)\,\lambda$ bringt auf Grund einer Reihe von experimentell bestimmten Eichungspunkten in Intervallen von 25 zu 25 cm, insgesamt zwischen $\frac{\lambda}{2} = 850 - 500$ cm bezw. $\frac{\lambda}{2} = 650 - 300$ cm, je nach der verwendeten Plattengröße des Primärkondensators.

a. Großer Kondensator.

$\frac{\lambda}{2}$	850	800	750	700	650	600	550	500
α	3,19	3,49	3,86	4,30	4,92	5,75	6,95	8,40

Fig. 7a. Große Kondensatorplatten ($2r = 18$ cm).



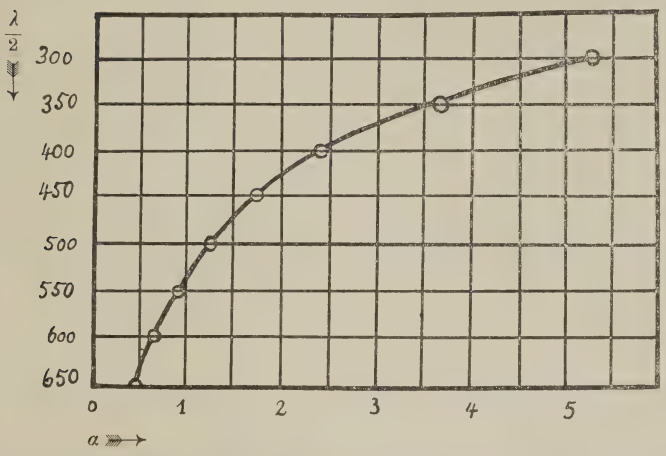
Nach erfolgter Eichung wird die Eichleitung entfernt und, zur Aufnahme des „Holzkondensators“ bereit, wird das Sekundärrechteck mit dem Maßstab in die oberhalb der Primärselbstinduktion befindliche Holzschiene geschoben.

Das zu untersuchende Holz wird gewogen, sodann zwischen die Kondensatorplatten gebracht (die gebrauchsfertig in den Schlitzen hängen) und diese mittels des Kondensatorstativs fest angelegt; nach erfolgter Dickenmessung $(\alpha + 2\delta)$ wird der Kondensator eingehängt, der Primärkreis angeregt, und bei verdunkeltem Raume mit Hilfe der Leuchtröhre auf Resonanz eingestellt: zunächst wird bei mittlerem (beliebigem) Platten-

b. Kleiner Kondensator.

$\frac{\lambda}{2}$	650	600	550	500	450	400	350	300
a	0,48	0,67	0,94	1,27	1,75	2,42	3,67	5,31

Fig. 7b. Kleine Kondensatorplatten ($2r = 10$ cm).



abstand des Primärkondensators nur der Sekundärkreis durch Verschieben der Brücke auf dem Selbstinduktionsrechteck variiert, bis die Röhre aufleuchtet; die definitive Einstellung auf genaues Maximum erfolgt sodann bei konstantem Sekundärkreis durch geringes Variieren der Primärkapazität. Die Art des Aufleuchtens gibt ein relatives Maß für die Absorption des betreffenden Holzes: es ist glänzend und intensiv bei geringer Absorption, matt und flau bei starker Absorption. Jedes Holz wird bei mindestens zwei Wellenlängen — λ_1 und λ_2 — mit je vier Einstellungen des Primärkondensators untersucht. Nach jeder Einstellung wird der Strom unterbrochen, um den Deprez sowie die Zinkelektroden der Funkenstrecke nicht allzusehr zu beanspruchen.

Tabelle VI gibt die zahlenmäßige Ausführung einer solchen Messung an Afrikan. Buchsbaum h sowie die Auswertung der Meßresultate; die

Tabelle VIa.

	I.			II.			III.				
	L_I	C_I	$\frac{\lambda}{2}$	L_{II}	C_{II}	$\frac{\lambda}{2}$	L_{III}	C_{III}	$\frac{\lambda}{2}$	Absorption	Afr. Buchsb. h
$g = 2{,}218\ g$		3,450	826 cm		3,725	782 cm		4,095	737 cm		
	10	465		20	740		30	120		zieml. stark	
$a = 0{,}150$ cm		480			790			090			
		465			745			100			

Tabelle VIb.

Auswertung:

$\frac{\lambda}{2}$	826 cm	782 cm	737 cm	
$\log \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2$	8340	7864	7350	
$\log (\pi^2 L)$	1130	0655	0122	Mittelwert:
$\log C_1$	7210	7209	7228	$\varepsilon = 5{,}92$
$\log C_2$	9494	9494	9494	
$\log \varepsilon$	0,7716	0,7715	0,7734	
ε	5,91	5,91	5,94	

Zahlen unter L_I L_{II} L_{III} bedeuten die Lagen der Brücke des Sekundärrechtecks, bezogen auf die Meterskala; die Werte unter den Rubriken C_I C_{II} C_{III} geben die einzelnen Ablesungen der Plattenabstände α des Primärkondensators bei maximalem Aufleuchten der Leuchtröhre. Die halben Wellenlängen $\frac{\lambda}{2}$ sind der Eichungskurve entnommen.

VII. Dielektrizitätskonstanten von 40 Hölzern im lufttrocknen Zustand.

Nachdem die Genauigkeit der Methode erprobt war, wurden in rascher Folge die Konstanten sämtlicher vorhandenen Hölzer — teils im großen, teils im kleinen Kondensator — bestimmt (cf. Tab. VIIa, b).

Tabelle VIIa. Großer Kondensator.

Holzart		Dielektr.-Konst. ε	Spezif. Gew. s	$\frac{\varepsilon_h}{s}$	Plattendicke α mm	Absorption
Ahorn	h	4,30	0,68	6,3	1,53	nicht sehr stark
	r	2,93			1,06	recht wenig
	t	3,48			1,17	
Birke	h	3,55	0,63	5,7	1,76	mittelstark
	r	2,93			1,55	viel geringer
	t	2,44			0,87	
Birnbaum I	h	3,42	0,70	4,9	1,41	sehr wenig
	r	2,61			0,77	noch weniger
	t	2,86			0,82	
Buche	h	4,16	0,73	5,7	1,29	mittelstark
	r	2,95			0,98	schwach
	t	3,34			1,14	
Weißbuche	h	3,74	0,64	5,8	1,04	recht stark
	r	2,85			0,96	viel geringer
	t	3,25			1,12	

Fortsetzung von Tabelle VII a. Großer Kondensator.

Holzart		Dielektr.-Konst. ε	Spezif. Gew. s	$\frac{\varepsilon_h}{s}$	Plattendicke a mm	Absorption
Dorn	h	—			—	—
	r	3,22	0,78	—	0,87	sehr gering
	t	3,28			1,11	etwas stärker
Eiche	h	3,70			1,28	mittelstark
	r	2,87	0,66	5,6	1,34	viel geringer
	t	3,10			1,09	
Erle	h	3,27			1,78	mittelstark
	r	2,32	0,51	6,2	1,27	etwas geringer
	t	2,66			1,59	
Kastanie	h	3,32			1,93	sehr stark
	r	2,09	0,54	6,1	1,47	geringer
	t	2,52			1,59	
Kirsche	h	3,36			1,43	wenig
	r	3,07	0,61	5,6	1,20	noch weniger
	t	2,72			0,86	
Linde	h	3,01			1,54	ziemlich stark
	r	2,31	0,52	5,9	1,42	weniger stark
	t	2,68			1,73	
Mahagoni	h	2,85			1,41	mittelstark
	r	2,44	0,45	6,3	1,21	viel weniger
	t	2,01			0,83	
Walnuß	h	3,19			1,17	stark
	r	3,02	0,61	5,2	1,37	etwas schwächer
	t	—			—	—
Amerikan. Nuß I	h	3,51			1,01	mittelstark
	r	2,82	0,68	5,2	1,11	etwas geringer
	t	3,22			1,61	
Amerikan. Nuß II	h	3,09			2,24	stärker
	r	2,56	0,59	5,2	1,42	geringer
	t	2,82			1,35	
Pappel	h	3,57			1,61	ziemlich stark
	r	2,90	0,63	5,7	1,23	schwach
	t	2,88			1,07	
Teakholz	h	3,71			1,09	nicht sehr stark
	r	2,73	0,78	4,8	0,88	sehr schwach
	t	2,92			1,12	
Ulme	h	3,08			1,18	mittelstark
	r	2,43	0,55	5,6	0,70	sehr schwach
	t	2,75			1,32	

Fortsetzung von Tabelle VII a. Großer Kondensator.

Holzart		Dielektr.-Konst. ε	Spezif. Gew. s	$\frac{\varepsilon_h}{s}$	Plattendicke a mm	Absorption
Weide	h	3,10	0,47	6,6	1,71	ziemlich stark
	r	2,42			1,17	wenig geringer
	t	2,49			1,16	
Kistenholz	h	—	0,48	—	—	—
	r	2,66			2,74	mittelstark
	t	—			—	—
Kiefer I	h	2,82	0,52	5,4	2,04	ziemlich stark
	r	2,62			1,48	sehr wenig
	t	2,67			1,67	
Kiefer II	h	3,06	0,58	5,3	1,91	ziemlich stark
	r	2,50			1,36	etwas geringer
	t	2,95			1,24	
Pitchpine	h	3,07	0,60	5,0	1,24	ziemlich gering
	r	2,60			1,08	gering
	t	2,49			1,03	sehr gering
Tanne	h	3,02	0,48	6,2	2,24	stark
	r	2,24			1,42	etwas geringer
	t	2,37			1,35	ziemlich schwach

Die Wellenlängen, bei denen die vorstehenden Hölzer untersucht wurden, variierten zwischen 1700 und 1100 cm.

Kiefer II war harzreicher als Kiefer I; Nußbaum I härter als Nußbaum II.

Tabelle VII b. Kleiner Kondensator.

Holzart		Dielektr.-Konst. ε	Spezif. Gew. s	$\frac{\varepsilon_h}{s}$	Plattendicke a mm	Absorption
Afrikan. Buchsbaum	h	5,92	0,95	6,2	1,50	sehr schwach
	r	4,30			1,77	noch geringer
	t	4,48			1,76	
Westind. Buchsbaum	h	—	0,76	—	—	—
	r	4,22			1,79	sehr gering
	t	3,79			1,51	
Bulletrie *) *)	h	5,65	1,13	5,0	1,67	sehr schwach
	r	3,63			1,16	noch geringer
	t	4,59			1,81	
Ebenholz	h	5,86	1,21	4,9	1,15	mittelstark
	r	5,21			1,25	nur wenig schwächer
	t	5,23			1,43	

Fortsetzung von Tabelle VII b. Kleiner Kondensator.

Holzart		Dielektr.-Konst. ε	Spezif. Gew. s	$\frac{\varepsilon_h}{s}$	Plattendicke a mm	Absorption
Schwarz-Erle	*h*	4,34	0,69	6,3	1,24	ziemlich stark
	r	3,07			1,07	viel geringer
	t	3,15			1,70	etwas stärker
Esche	*h*	4,05	0,67	6,0	1,17	sehr gering
	r	3,40			1,53	geringer
	t	3,48			1,84	
Roßkastanie II	*h*	3,18	0,52	6,0	2,61	mittelstark
	r	—			—	—
	t	2,65			2,41	schwach
Satinnuß	*h*	3,70	0,64	5,8	2,46	mittelstark
	r	2,83			2,47	gering
	t	3,12			1,22	
Domingo-Satin	*h*	—	0,67	—	—	—
	r	3,47			1,39	ziemlich schwach
	t	3,57			1,22	noch geringer
Olive	*h*	3,52	0,75	4,7	2,18	recht stark
	r	3.40			1,40	viel schwächer
	t	3,12			1,48	
*) Piment	*h*	6,46	1,13	5,6	1,72	sehr schwach
	r	5,39			0,93	geringer
	t	—			—	
Pockholz	*h*	6,37	1,42	4,5	1,24	recht schwach
	r	5,38			1,86	noch geringer
*)	*t*	5,63			1,53	
*) Rosenholz	*h*	5.08	1,01	5,0	1,50	wenig stark
	r	3,91			1,12	viel geringer
*)	*t*	4,26			1,55	
Whitewood	*h*	3,30	0,53	6,2	3,86	erheblich
	r	2,30			3,34	schwächer
	t	2,73			2,38	
*) Ceder	*h*	4,05	0,70	5,8	1,72	gering
*)	*r*	3,27			1,68	noch schwächer
	t	3,41			1,66	
Eibe	*h*	3,96	0,76	5,2	1,53	stark
	r	2,87			1,87	viel weniger
	t	3,03			1,47	
Fichte	*h*	3,33	0,50	6,6	1,72	ziemlich gering
	r	—			—	—
	t	2,72			1,50	geringer
Kiefer III	*h*	3,64	0,62	6,0	2,39	gering
	r	2,97			2,28	geringer
	t	—			—	—

*) Die mit einem Stern versehenen Hölzer sind geleimt.

Wellenlängen-Intervall: 1100—600 cm.

Die Rubrik $\varepsilon_h : s$ ist ein Beleg dafür, daß die Dielektrizitätskonstanten durchweg proportional dem spezifischen Gewicht wachsen (cf. Mazzotto l. c.).

Die von Mazzotto und den übrigen gefundene Gesetzmäßigkeit hinsichtlich der Größen der DC. in den verschiedenen Richtungen wird auch hier überall bestätigt: $\varepsilon_h > \varepsilon_r$. Dagegen ist eine Gesetzmäßigkeit des Verhältnisses $\varepsilon_r : \varepsilon_t$ nicht festzustellen, meist allerdings ist $\varepsilon_t > \varepsilon_r$.

Besonders hohe Werte zeigen die Konstanten der schweren (tropischen) Hölzer. Je stärker die Struktur in Längs- und Querrichtung differiert, desto größer sind auch die Unterschiede zwischen den DC. in diesen Richtungen (beispielsweise: Ahorn, Buche im Gegensatz zu Olive, Ebenholz). Bei allen Holzarten, zumal aber den weichen, absorbieren die Hirnschnitte mehr als die Längsschnitte, bei ersteren ist das Ansprechen der Leuchtröhre nur flau, bei letzteren dagegen intensiv. Radial- und Tangentialschnitt verhielten sich hinsichtlich der Absorption im Gegensatz zum Hirnschnitt ziemlich gleich, und diese Erscheinung kehrte bei den verschiedenen Holzarten in verschiedenen Abstufungen der Intensitäten wieder.

VIII. Einfluß des Wassergehalts auf die Größe der DC. bei verschiedenen Hölzern und in den verschiedenen Faserrichtungen.

Der Wassergehalt der Hölzer ließ sich durch vollständiges Austrocknen und die dadurch bedingte Gewichtsverminderung (etwa 11—14 % des ursprünglichen Lufttrockengewichtes) leicht feststellen.

Schon Mazzotto hatte — bei Tannenholz — gefunden, daß das Austrocknen einen starken Abfall der DC. zur Folge hatte:

	ε_h	ε_r	$\varepsilon_h/\varepsilon_r$
lufttrocken	3,79	2,70	1,370
ausgetrocknet	1,88	1,45	1,296

jedoch erwähnt er nichts über die eigentümliche Erscheinung, daß das Verhältnis der DC. sich dabei erheblich ändert, nämlich von 1,370 auf 1,296, d. h. daß ein und derselbe Wasserverlust auf die DC. in den verschiedenen Faserrichtungen einen verschiedenen Einfluß ausübe. Um nun diese Erscheinungen weiter zu verfolgen, wurden zunächst je drei Schnitte von vier Holzarten (zwei Laub- und zwei Nadelhölzern) mehrere Wochen in einem Chlorkalziumexsikkator ausgetrocknet; die Gewichtsverluste betrugen hierbei bis 7 %. Nachdem so die Gewichte festgestellt, wurden die Konstanten der ausgetrockneten Hölzer — bei drei Wellenlängen — bestimmt.[1]) Alsdann ließ ich in Luft die Hölzer allmählich[2]) ihr ursprüng-

[1]) Ein jeder Versuch dauerte — einschließlich der Dickenbestimmung — im Höchstfalle fünf Minuten, und die abermalige Wägung des Holzes nach Ablauf dieser Zeit ergab höchstens eine Gewichtszunahme von ½ %.

[2]) Es dauerte dies mehrere Stunden, in den letzten Stadien wurde — beispielsweise bei Ulme — Dämpfen mit Wasserdampf vorgenommen.

liches Lufttrockengewicht wieder annehmen und machte in bestimmten Intervallen die nötigen Messungen. Ein jeder Versuch dauerte bei Einstellung auf drei Wellenlängen — einschließlich der Dickenmessung — höchstens fünf Minuten, und die abermalige Wägung nach Beendigung des Versuches ergab im Höchstfalle eine Gewichtszunahme von $^1/_2$ %.

Tabelle VIII gibt die Resultate.

Tabelle VIII. Großer Kondensator.

Holz	h				r				t			
	DC. ε	Gewicht g	Änderung $d\varepsilon$	Änderung dg	DC. ε	Gewicht g	Änderung $d\varepsilon$	Änderung dg	DC. ε	Gewicht g	Änderung $d\varepsilon$	Änderung dg
Ulme	2,18	10,90	—	—	1,99	11,61	—	—	1,90	8,51	—	—
	2,33	11,04	7 %	1,3 %	2,03	11,72	2,25 %	1,0 %	2,03	8,65	6,5 %	1,7 %
	2,46	11,18	13 %	2,5 %	2,16	11,87	9,0 %	2,5 %	2,13	8,77	13,0 %	3,0 %
	2,67	11,31	23 %	4,0 %	2,28	12,01	15,0 %	3,8 %	2,27	8,90	20,0 %	4,6 %
	2,94	11,45	35 %	5,1 %	2,47	12,19	24,0 %	5,6 %	2,60	9,06	32,0 %	6,2 %
	3,17	11,56	49 %	6,0 %	—	—	—	—	—	—	—	—
	3,85	11,76	80 %	8,0 %	2,72	12,36	37,0 %	7,0 %	—	—	—	—
	4,47	11,96	108 %	10,0 %	3,01	12,56	51,0 %	9,0 %	3,21	9,39	70,0 %	11,2 %
	4,59	12,13	120 %	12,0 %	3,48	12,94	75,0 %	12,5 %	—	—	—	—
Pappel	2,54	9,90	—	—	2,03	7,81	—	—	2,19	13,99	—	—
	2,79	10,05	10 %	1,6 %	2,22	7,97	9,3 %	2,1 %	2,34	14,22	7,0 %	1,8 %
	3,36	10,34	30 %	4,6 %	—	—	—	—	2,51	14,39	14,0 %	3,0 %
	3,59	10,42	40 %	5,5 %	2,64	8,22	30,0 %	5,4 %	2,85	14,74	30,0 %	5,5 %
	3,78	10,51	52 %	6,1 %	2,78	8,30	37,0 %	6,2 %	3,18	14,91	45,0 %	6,5 %
	—	—	—	—	2,91	8,37	43,0 %	7,0 %	3,27	15,06	50,0 %	7,5 %
Pitchpine	—	—	—	—	1,81	4,14	—	—	1,86	4,72	—	—
	2,24	4,89	—	—	2,09	4,26	15,0 %	2,6 %	2,04	4,82	9,0 %	2,0 %
	2,77	5,07	23 %	4,0 %	—	—	—	—	2,21	4,90	18,0 %	3,5 %
	3,08	5,15	38 %	5,2 %	2,33	4,33	28,0 %	4,8 %	—	—	—	—
	—	—	—	—	2,49	4,40	35,0 %	6,1 %	2,51	5,03	35,0 %	6,5 %
Kiefer	2,15	8,77	—	—	1,83	8,21	—	—				
	2,63	8,96	20 %	2,0 %	1,97	8,36	8,0 %	2,0 %				
	3,12	9,23	45 %	5,0 %	2,21	8,56	20,0 %	4,5 %		fehlte		
	3,21	9,31	50 %	6,0 %	2,36	8,67	30,0 %	6,0 %				
	—	—	—	—	2,58	8,79	40,0 %	7,4 %				
	—	—	—	—	2,64	8,88	44,0 %	8,5 %				

Man ersieht hieraus, daß mit relativ gleicher Wasserzunahme *(dg)* die Dielektrizitätskonstanten der Hirnschnitte relativ ganz erheblich mehr zunehmen als die der Längsschnitte.

Nunmehr wurde eine größere Reihe teils europäischer, teils tropischer Hölzer[1]) im Paraffinbad ausgetrocknet, und hier genügte bereits ein mehr-

[1]) Da die zur Verfügung stehenden Holzplatten meist nur 18 qcm groß waren, fanden die 4 cm-Kondensatorplatten Verwendung.

stündiges Ausdörren, um den gesamten Wassergehalt zu entziehen: im Laufe des Austrocknungsprozesses wurde mehrfach geprüft, ob sich bei weiterem Erhitzen noch weitere Gewichtsabnahmen zeigten, und erst dann, wenn Konstanz der Gewichte eingetreten war, wurden die Hölzer als vollkommen von Wasser befreit angesehen. Natürlich waren sie vor dem Austrocknen gewogen wie auch ihre (normale) DC. bestimmt[1]) worden.

Tabelle IX enthält nun die Werte der DC. im lufttrocknen wie im ausgetrockneten Zustand (ε_1 bezw. ε_2), daneben die Gewichts- und

Tabelle IX. Kleiner Kondensator.

Holzart		ε_1	ε_2	Wasserverlust %	ε_1—ε_2 %	$(\varepsilon_h : \varepsilon_r)_1$	$(\varepsilon_h : \varepsilon_r)_2$
Rotbuche	*h*	3,84	2,12	12,98	45,0	1,15	1,04
	r	3,34	2,04	12,86	39,0		
Weißbuche	*h*	3,98	2,21	12,26	44,6	1,40	1,20
	r	2,85	1,84	12,15	35,4		
Buchsbaum	*h*	5,38	2,52	12,40	53,1	1,30	1,05
	r	4,13	2,39	12,44	42,1		
Eiche	*h*	3,43	2,10	14,07	38,7	1,27	1,17
	r	2,69	1,79	14,20	33,4		
Linde	*h*	3,26	2,00	11,00	38,7	1,26	1,10
	r	2,59	1,81	10, 0	30,1		
Mahagoni	*h*	2,93	1,86	13,30	36,7	1,13	1,09
	r	2,59	1,70	13,60	34,2		
Nußbaum	*h*	2,95	1,95	12,10	34,0	1,12	1,10
	r	2,63	1,78	12,10	32,0		
Pitchpine	*h*	3,12	1,92	13,30	38,5	1,18	1,12
	r	2,63	1,71	13,25	34,9		
Weide	*h*	3,18	1,97	12,90	38,0	1,22	1,16
	r	2,60	1,70	12,90	34,4		
Bulletrie	*r*	4,60	2,58	12,60	46,0	—	—
Ebenholz	*r*	5,15	2,81	13,10	45,5	—	—
Eibe	*r*	2,87	1,89	11,40	34,1	—	—
Olive	*r*	3,10	1,93	12,10	37,7	—	—

[1]) Die Dicke der Hölzer nahm naturgemäß bei allen Hölzern ab, von 0,1 bis 3 %.

Konstantenänderungen in Prozenten sowie die Verhältnisse $\varepsilon_h : \varepsilon_r$ für beide Zustände.[1])

Der Wassergehalt übt bei allen Hölzern also einen starken, wohl den stärksten Einfluß auf die Größe der DC. aus. Der relative Wassergehalt ist bei schweren und leichten Holzarten wenig verschieden (12—14 %), infolgedessen aber enthalten die ersteren absolut viel mehr Wasser, je nach der Verschiedenheit der spezifischen Gewichte, und dies dürfte eine Erklärung dafür sein, daß ein relativ gleicher oder sogar geringerer Wasserverlust bei den schweren Hölzern so unvergleichlich viel mehr ausmacht als bei den leichten Hölzern (cf. Buchsbaum *h* und Weide!).

Die ursprünglich so hohen Dielektrizitätskonstanten der tropischen Hölzer sind also im wesentlichen bedingt durch ihren hohen Wassergehalt; daß aber auch die Strukturfestigkeit für sich nicht ohne Wirkung ist, zeigt die Tatsache, daß auch im vollkommen ausgetrockneten Zustand die schweren (= festen) Hölzer immer noch die relativ größten Dielektrizitätskonstanten aufweisen.[2])

Die vorher so verschiedenen Werte der einzelnen ε_1 (5,37 = Buchsbaum *h* bis 2,59 = Mahagoni *r*) sind nach dem Austrocknen auf das kleine Intervall $\varepsilon_2 = 2{,}82$ bezw. 1,70 beschränkt.

Vor allem aber bestätigt diese umfangreichere Tabelle das p. 46 ausgesprochene Resultat, daß nämlich ein gleicher Wasserverlust bei einem und demselben Holz im Querschnitt stärker vermindernd auf den Wert der DC. einwirkt als im Längsschnitt.

Diese Erscheinung scheint mir darauf hinzudeuten, daß bei der Doppelbrechung der Hölzer für elektrische Wellen, im natürlichen, lufttrocknen Zustand, sich zwei Phänomen übereinanderlagern: einmal die durch die Holzstruktur als solche bedingte Doppelbrechung des Holzes (und die Werte dafür geben die vollkommen ausgetrockneten Hölzer), sodann die Doppelbrechung des Wassers, das eben durch verschiedene Schichtung in einem für elektrische Wellen doppelbrechenden Medium selbst diese Eigenschaft annimmt. Denn die beim Austrocknen auftretende Volumkontraktion von $^1/_3$ bis höchstens 3 % ist zu gering (vgl. Abschn. X), als daß sie eine solche Änderung des Verhältnisses der Brechungsexponenten hervorrufen könnte. Gegen eine Erklärung des obigen Phänomens auf Grund von Einflüssen der Verschiedenheit der Leitfähigkeit in Längs- und Querrichtung spricht die Tatsache, daß die Leitfähigkeit in der Längsrichtung (also die Leitfähigkeit des „Querschnittes") relativ viel

[1]) Es sind nur noch der Querschnitt un ein Längsschnitt jedes Holzes untersucht worden, da Unterschiede in tangentialer und radialer Richtung nicht wahrzunehmen waren.

[2]) Zu berücksichtigen ist wohl auch der Mineralgehalt der Hölzer, der ja besonders bei schweren Hölzern hoch ist und sicher erhöhend auf den Wert der DC. einwirkt.

langsamer abnimmt als die des „Längsschnittes", anstatt umgekehrt. Vergl. übrigens Abschn. X.[1])

Im Anschluß an die eingangs zitierte Arbeit von Mack bemerkt v. Bezold[2]), daß man für elektrische Strahlen von nicht zu geringer Wellenlänge einen doppelbrechenden Körper herstellen könne, wenn man Leiter, die wesentlich nach einer Dimension entwickelt sind, gleichförmig verteilt und parallel gelagert in ein homogenes Dielektrikum einbettet (etwa Metallstäbchen in Paraffin), oder indem man ein zweites Dielektrikum von anderer DC. in ersteres einschichtet (etwa ein System paralleler Glasstäbe in Paraffin).

Experimentell hat sodann Braun[3]) nachgewiesen, daß geschichtete Dielektrika, wenn ihre Struktur klein ist gegen eine Wellenlänge, sich den elektrischen Wellen gegenüber wie ein homogenes, doppelbrechendes Medium verhalten. Lampa[4]) betrachtet das Dielektrikum als ein Gemenge von leitenden Partikelchen, die in ein nichtleitendes Medium eingebettet sind; er arbeitet zwei Hypothesen aus: entweder besitzen diese leitenden Teilchen ellipsoidische Gestalt, oder sie sind kugelförmig, und nur ihre Anzahl pro Längeneinheit nach den drei verschiedenen Richtungen ist verschieden.

Der vorliegende Fall jedoch dürfte eher im Anschluß an die von Bezold und Braun aufgestellte Hypothese seine Erklärung finden. Letzterer sagt (l. c.): „Denkt man sich in einem isotropen Dielektrikum[5]) Teilchen eines anderen Dielektrikums mit anderer — etwa größerer DC. — verteilt, welche isotrop, aber nach verschiedenen Richtungen verschieden ausgedehnt sind, und welche — der Einfachheit halber — gleichmäßig verteilt und parallel zueinander orientiert sein mögen, so entsteht gleichfalls ein Körper, welcher die Eigenschaften der Doppelbrechung unter gewissen Umständen zeigen muß."

Die Absorption zeigte nach dem Austrocknen viel geringere Werte als für den lufttrocknen Zustand, und Absorptionsdifferenzen der einzelnen Holzarten nach Faserrichtung sowie der verschiedenen Holzarten untereinander waren kaum noch wahrzunehmen.

---

[1]) Dort wird der Nachweis geführt, daß die Werte für die Leitfähigkeit der Hölzer von zu geringer Größenordnung sind, als daß sie einen meßbaren Einfluß auf die Größen der DC. ausüben könnten.

[2]) W. v. Bezold: Pogg. Ann. 144, p. 362, 1871; Wied. Ann. 54, p. 752, 1895.

[3]) F. Braun: Physikal. Ztschr. 5, p. 199, 1904; Ann. d. Phys. 16, p. 278, 1905.

[4]) A. Lampa: Wien. Ber. 104; 2a, p. 681, 1179, 1895; Wien. Ber. 111; 2a, p. 982, 1902. — Vergl. auch Bose: Phil. Mag. (5), 43, p. 55, 1897.

[5]) Diese Voraussetzung ist hier allerdings nicht erfüllt, denn Holz ist auch im wasserfreien Zustande doppelbrechend.

IX. Einfluß der Imprägnierung mit Paraffin, Wachs, destilliertem Wasser. Einfluß des Eintauchens in Terpentin.

Um den Einfluß des kapillaren Einsaugens verschiedener Flüssigkeiten festzustellen, wurde eine größere Anzahl der verschiedenartigsten Hölzer in Paraffin, Wachs und destilliertem Wasser ausgekocht, bis jede Spur von Luft[1]) verschwunden war.

Ferner wurden mehrere Hölzer in Terpentin (von Zimmertemperatur) getaucht und dann ihre DC. bestimmt.

Die Resultate sind in Tabelle Xa, b, c, d vereinigt.

Tabelle Xa. Auskochen in Paraffin.

Holzart		DC. lufttrock. ε_1	DC. trocken ε_2	Gewichtsänderung $\frac{dg}{g}$ %	Änderung der DC. $\frac{d\varepsilon}{\varepsilon}$ %	Verhältnis $\frac{\varepsilon_h}{\varepsilon_r}$ lufttrocken	Verhältnis $\frac{\varepsilon_h}{\varepsilon_r}$ imprägniert
Buche	*h*	4,37	2,51	+ 28,4	42,6	1,52	1,12
	r	2,87	2,25	+ 33,8	21,6		
Eiche	*h*	3,53	2,37	+ 27,6	32,8	1,22	1,06
	r	2,90	2,23	+ 40,8	23,0		
Föhre (III)	*h*	3,64	2,55	+ 60,2	29,9	1,225	1,226
	r	2,97	2,08	+ 8,2	29,9		
Kiefer (I)	*h*	3,15	2,29	+ 76,9	27,3	1,37	1,22
	r	2,30	1,87	+ 38,8	18,7		
Nußbaum	*h*	3,50	2,51	+ 53,2	28,4	1,21	1,12
	r	2,82	2,25	+ 43,3	20,2		
Olive	*h*	3,24	2,23	— 6,9	32,4	1,04	0,96
	r	3,12	2,32	— 8,4	25,8		
Pitchpine	*h*	3,25	2,41	+ 80,7	26,0	1,24	1.08
	r	2,62	2,23	+ 83,7	14,9		
Buchsbaum	*r*	4,15	2,49	— 0,8	39,9	—	—
Bulletrie	*r*	4,49	2,34	— 13,0	47,8	—	—
Piment	*r*	5,24	2,39	— 17,2	56,7	—	—
Rosenholz	*r*	3,61	2,41	— 0,03	33,4	—	—

[1]) Beim Auskochen mit Paraffin und Wachs wurde auch sämtliches Wasser verdrängt.

Tabelle Xb. Auskochen in Wachs.

Holzart		normale DC. ε_1	ausgekocht ε_2	Gewichtsänderung $\frac{dg}{g}$ %	Änderung der DC. $\frac{d\varepsilon}{\varepsilon}$ %	Verhältnis $\frac{\varepsilon_h}{\varepsilon_r}$ lufttrocken	Verhältnis $\frac{\varepsilon_h}{\varepsilon_r}$ imprägniert
Buche	*h*	4,09	2,62	+ 28,1	45,25	1,39	1,25
	tg	2,95	2,09	+ 9,3	29,2		
Kiefer	*h*	3,14	2,28	+ 83,7	27,4	1,19	1,25
	r	2,63	1,83	+ 14,9	30,4		
Piment	*r*	5,47	2,43	— 16,5	55,7 (!)	—	—

Tabelle Xc. Auskochen in destilliertem Wasser.

Holzart		normale DC. ε_1	ausgekocht ε_2	Gewichtsänderung $\frac{dg}{g}$ %	Änderung der DC. $\frac{d\varepsilon}{\varepsilon}$ %	Absorption
Buche	*h*	4,35	—	—	—	unendlich
	r	2,87	—	—	—	
Eiche	*h*	3,54	—	—	—	
	r	2,90	—	—	—	

Tabelle Xd. Eintauchen in Terpentin.

Holzart		lufttrocken ε_1	imprägniert ε_2	Gewichtsänderung $\frac{dg}{g}$ %	Änderung der DC. $\frac{d\varepsilon}{\varepsilon}$ %	Absorption
Eiche	*h*	3,52	3,74	+ 34.5	6,25	mittelstark
	r	2,89	3,14	+ 13,0	8,5	
Kiefer	*h*	3,14	3,64	+ 96,0	16,0	
	r	2,30	2,54	+ 25,5	10,4	

Wie zu erwarten, war es unmöglich, die DC. der in destilliertem Wasser ausgekochten Hölzer zu bestimmen: die Absorption war — vermutlich infolge gesteigerter Leitfähigkeit [1]) — so stark geworden, daß die Leuchtröhre nicht mehr ansprach.

Hingegen trat beim Auskochen der Hölzer mit Paraffin[2]), Wachs, und — in geringerem Maße — auch beim Eintauchen in Terpentin eine ganz eminente Abnahme der Absorption ein, wahrscheinlich infolge stark verminderter Leitfähigkeit. [1])

[1]) cf. p. 60, Abschnitt XI.

[2]) E. Müller: E. T. Z. vol. XVI, p. 72, 1892, sowie diese Abhandlung p. 60, Abschn. XI.

Im übrigen zeigt sich bei sämtlichen Hölzern, leichten wie schweren, nach dem Auskochen mit Wachs und Paraffin eine starke Abnahme der DC. (analog derjenigen, wie sie beim einfachen Austrocknen eintrat), obwohl — zumal von den leichteren, porösen Hölzern — anzunehmen war, daß durch die Ausfüllung der Poren mit Paraffin ($\varepsilon = 2{,}0$) die Gesamtdielektrizitätskonstante wachsen würde; doch überwiegt auch hier der vermindernde Einfluß des Wasserverlustes von nur etwa 12 Gewichtsprozenten die Gegenwirkung der viel stärkeren Aufnahme von Wachs oder Paraffin, die bis zu 80 Gewichtsprozenten ansteigt!

Die ursprünglich leichten, viel Luft und weniger Wasser enthaltenden Hölzer zeigen erhebliche Gewichtszunahmen gegen früher (Pitchpine + 80 %), dagegen die schweren durchweg eine Gewichtsabnahme (— 17 % bei Piment), während mittelschwere Hölzer, wie Buchsbaum und Rosenholz, an Gewicht merklich weder zu- noch abnehmen (— 0,8 bezw. — 0,03 %).

Die Abnahmen der Konstanten schwanken zwischen 15 und 56 %, und wieder zeigen die schwersten Hölzer die relativ größte Abnahme:

Piment	56,7 %	Werte, die zum Teil sogar größer sind als bei dem vollkommenen Austrocknen derselben Hölzer, ohne Luftverdrängung.
Bulletrie	47,8 %	
Buchsbaum	39,9 %	
Olive	32,2 %	

Diese Tatsache, in Verbindung damit, daß gerade diese Hölzer trotz Aufnahme der Imprägnierungsflüssigkeit Gewichtsabnahmen zeigen, beweist, daß neben dem Wassergehalt auch noch andere Bestandteile der Hölzer, vor allem wohl Harze und Mineralstoffe, einen nicht geringen Einfluß auf die Größe der DC. ausüben; diese Bestandteile sind eben durch das Auskochen erst dem Holz entzogen worden.

Zu gleicher Zeit finden wir auch hier das Phänomen wieder, daß die Konstante des Hirnschnittes viel rascher als die des entsprechenden Längsschnittes abnimmt, bei einigen Hölzern — Buche und Pitchpine — sogar doppelt so stark, obwohl die relativen Gewichtsänderungen von Quer- und Längsstück nahezu dieselben sind.

Beachtenswert ist ferner, daß nach Auskochen der vorher so verschiedenartigen Hölzer mit Paraffin und Wachs die Konstanten, die sich ursprünglich in dem weiten Intervall von 5,24 (Piment r) bis 2,30 (Kiefer r) bewegten, nunmehr auf das kleine Intervall von 2,62 (Buche h) bis 1,83 (Kiefer r) beschränkt sind.

Die Hölzer Eiche und Kiefer, die einfach in Terpentin getaucht wurden, weisen naturgemäß eine höhere DC. auf als ursprünglich; denn bei diesen sind ohne Wasserverdrängung Lufträume mit Terpentin ($\varepsilon = 2{,}20$) angefüllt worden.

Diese Versuche zeigen zur Genüge, daß die Bestimmung der DC.

von Holz als solchem nach dem Mischungsverfahren von Starke[1]) — wie übrigens auch schon Drude[2]) ausgesprochen hat — keine einwandfreien Resultate liefern kann: man erhält weder die DC. des Holzes im natürlichen Zustand: denn infolge Eindringens der Kondensatorflüssigkeit werden die gefundenen Werte je nach dem Charakter des Holzes sowie je nach der Faserrichtung — mit steigender DC. der betreffenden Flüssigkeit — ganz unkontrollierbare Zuwachsfehler enthalten (s. u.!), noch auch die DC. der betreffenden Holzfaser, da ja nicht sämtliche Luft verdrängt wird.

Die auf diese Weise bestimmten Dielektrizitätskonstanten von Hölzern zeigen vielmehr zu hohe Werte, zumal für den (porösen) Querschnitt.

So fand Starke:

Holzart		luft-trocken ε_1	erhitzt auf 130° ε_2	erhitzt auf 170° ε_3	Verhältnisse $(\varepsilon_h : \varepsilon_r)$ 1, 3
Rotbuche	h	7,73	4,41	3,63	1,60 bezw. 1,45
	r	4,83	2,82	2,51	
Eiche	h	6,84	3,99	3,64	1,62 bezw. 1,48
	r	4,22	2,66	2,46	

verglichen mit den von mir gefundenen Werten:

Holzart		luft-trocken ε_1	ε_2	vollk. trocken ε_3	Verhältnisse $(\varepsilon_h : \varepsilon_r)$ 1, 3
Rotbuche	h	3,84	—	2,12	1,52 bezw. 1,27
	r	3,34	—	2,04	
Eiche	h	3,43	—	2,10	1,28 bezw. 1,17
	r	2,70	—	1,79	

Die Verwendbarkeit der Mischungsmethode wird sich daher auf die Untersuchung solcher (festen) Substanzen beschränken müssen, die beim Eintauchen in das flüssige Dielektrikum vollkommen ungeändert bleiben.

X. Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten des Holzes von Kompression.

Schon im Interesse der Genauigkeit der Methode (cf. p. 32!) war es geboten, zu untersuchen, ob nicht der beim Anlegen der Kondensatorplatten an die Holzscheibe angewandte Druck eine — wenn auch kleine — Beeinflussung der DC. des betreffenden Holzes zur Folge haben würde.

[1]) H. Starke: Wied. Ann. 60, p. 641, 1897; 61, p. 804, 1897.

[2]) P. Drude: Ann. d. Phys. 9, p. 305, 1902.

Andrerseits aber war es auch von Interesse, bei einem und demselben Holz — durch Variieren seiner Dichte mittels Kompression — nachzuprüfen, wie mit zunehmender Dichte hier die DC. wachsen würde; denn auch die natürlich-dichteren Hölzer weisen ja — abgesehen von den Einflüssen des Wasser-, Harz- und Mineralgehaltes — stets eine höhere DC. auf als die weniger dichten.

Diese Druckuntersuchung, für die der Druck einer Kopierpresse ausreichte, wurde begünstigt einmal durch die Kleinheit der (4 cm-)Kondensatorplatten sowie auch dadurch, daß die Luftkapazität dieses kleinen Kondensators für Plattenabstände (also Holzdicken) bis 3,6 mm aus der experimentellen Eichungskurve entnommen werden konnte[1]), denn nur bei dieser großen Dicke war es überhaupt erst möglich, mit verhältnismäßig geringem Druck doch schon ziemlich erhebliche Dickenänderungen der Hölzer zu erzielen.[2])

Speziell für diese Untersuchung standen Hölzer von etwa 18 qcm Fläche und ca. 3,6 mm Dicke zur Verfügung.

Die Versuche wurden folgendermaßen durchgeführt: das betreffende Holz wird gewogen[3]), seine Dicke bestimmt und die (normale) DC. bestimmt; hierbei bleibt derjenige Teil der Holzscheibe, der den inneren Raum des Kondensators ausfüllt, beiderseitig durch einen (mit Bleistift gezogenen) Kreis dauernd kenntlich. Alsdann kommt die Platte unter die Kopierpresse, jedoch nicht unmittelbar zwischen deren Platten, sondern mit folgender Vorrichtung: gerade in den „Kondensatorkreis“ von 4,1 cm Durchmesser passend, wird eine gedrehte Messingscheibe (etwa 4 mm dick) aufgelegt; als Unterlage dient eine Messingplatte von größeren Dimensionen, und auf diese beiden erst wirkt der Druck der Kopierpresse.[4])

Auf diese Weise kann man eine große Reihe von Druckzwischenstufen erzielen, wie man aus der ganz allmählichen Abnahme der Holzdicken bei dauernder Drucksteigerung ersieht.[5])

Die Hirnstücke zeigen naturgemäß eine bedeutend schwerere Zu-

[1]) Verwendete ich in der Berechnung der Luftkapazität die Kirchhoffsche Formel, so überwog deren vergrößernder Einfluß sogar die Einwirkung des Drucks auf die DC.: anstatt nämlich bei Kompression zu wachsen, zeigte die DC. eine Abnahme, indem mit größerer Dicke der Platten die Fehlerhaftigkeit der Kirchhoffschen Formel ganz erheblich zunahm.

[2]) Natürlich konnten nur weiche und mittelweiche Hölzer untersucht werden; für die härteren reichte der Maximaldruck nicht im entferntesten aus.

[3]) Um eine im Verlaufe der Untersuchung eventuell eintretende Gewichtsänderung konstatieren zu können.

[4]) Es lassen sich recht regelmäßige „Drucke“ erzielen, wenn man darauf achtet, daß das Holz sich gerade unter der Kopierschraube befindet.

[5]) Bei den weichsten Hölzern — Linde *r*, Satin *r* und Whitewood *r* — genügte der größtmögliche Druck beispielsweise, um die ursprünglichen Dicken auf die Hälfte zu reduzieren.

sammendrückbarkeit als die Längsschnitte bei jedem einzelnen Holz; denn bei ersteren wird direkt die Pflanzenfaser komprimiert, bei letzteren — zumal in den ersten Stadien der Verdichtung — nur die Luft aus den Zellen verdrängt. Tabelle XI a enthält die Meßresultate.

Tabelle XI a. Verschiedener Druck.

Holzart			DC. mit wachsend. Druck ε	Dicke mit Druck abnehmend α	$+ d\varepsilon$ %	$- d\alpha$ %
Linde	*r*	I.	2,53	3,50	—	—
		II.	2,56	3,13	1,20	10,50
		III.	2,64	2,99	4,50	14,50
		IV.	2,79	2,78	10,30	20,50
		V.	2,86	2,56	13,00	26,90
		VI.	2,89	2,37	14,20	32,20
Linde	*h*	I.	3,27	2,57	—	—
		II.	3,34	2,47	2,14	4,20
		III.	3,41	2,27	4,38	12,00
Satin	*r*	I.	2,78	3,51	—	—
		II.	2,90	3,20	4,23	8,80
		III.	2,92	2,83	5,04	19,50
		IV.	3,00	2,71	7,77	22,90
		V.	3,04	2,49	9,34	29,00
Satin	*h*	I.	3,70	2,46	—	—
		II.	3,97	2,38	6,80	3,02
Mahagoni	*r*	I	2,73	2,21	—	—
		II.	2,80	2,11	2,40	4,50
		III.	3,35	1,24	22,80	44,00
		IV.	3,58	1,16	31,10	47,60
Mahagoni	*h*	I.	3,50	3,87	—	—
		II.	3,62	3,80	3,36	1,65
		III.	3,64	3,67	4,14	5,20
Pappel	*r*	I.	2,73	2,38	—	—
		II.	2,96	1,96	8,40	17,40
		III	3,15	1,78	15,40	25,00
Pitchpine	*r*	I.	3,24	1,99	—	—
		II.	3,39	1,57	4,50	21,20
		III.	3,56	1,47	9,90	26,10
Föhre	*r*	I.	2,59	3,69	—	—
		II.	2,77	3,02	6,74	18,00
		III.	2,96	2,67	13,90	27,60
Esche	*r*	I.	3,01	2,44	—	—
		II.	3,14	2,32	4,20	5,00
Whitewood	*r*	I.	2,36	3,36	—	—
		II.	2,42	3,10	2,54	7,80
		III.	2,54	2,49	7,63	25,70
		IV.	2,71	1,88	14,80	43,90
		V.	2,99	1,66	23,30	50,60
		VI	3,10	1,45	31,30	56,80

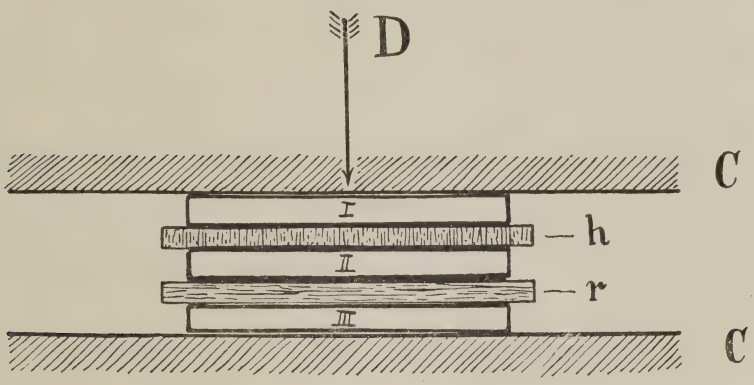
Eine Änderung der Absorption nicht wahrnehmbar.

Um nun ferner Quer- und Längsschnitt eines und desselben Holzes bei gleichem Druck auf ihre DC. hin untersuchen zu können, verfuhr ich folgendermaßen (cf. Fig. 8!):

Die beiden Holzscheiben *h* und *r*, getrennt durch eine kreisrunde Messingplatte II von wiederum etwa 4 mm Dicke und 4,1 cm Durchmesser, werden gleichzeitig in die Presse gebracht, jedoch befindet sich oberhalb und unterhalb je eine weitere Messingscheibe I bezw. III in den angegebenen Dimensionen. *CC* sind die Platten der Kopierpresse.

Als Beispiel sei angeführt, daß unter gleichem Druck Mahagoni *h* um 1,65 %, Mahagoni *r* um 44,70 % seiner ursprünglichen Dicke zusammenschrumpfte.

Fig. 8. Druckvorrichtung (bei gleichem Druck).



CC = Kopierplatten, *D* = Druckschraube, *h* = Holz-Hirnschnitt, *r* = Holz-Radialschnitt.
I, *II*, *III* = Messingscheiben zur gleichmäßigen Druckübertragung.

Tabelle XIb enthält die Meßresultate:

Tabelle XIb. Gleicher Druck.

Holzart		DC. mit wachsend. Druck ε	Dicke mit Druck abnehmend a	$+ d\varepsilon$ %	$- da$ %
Mahagoni	*h*	3,57	3,87	3,40	1,65
	r	2,54	3,67	22,80	44,70
Satin	*h*	3,73	2,39	7,00	4,30
	r	2,78	3,51	12,00	31,40
Kastanie	*h*	3,18	2,61	9,00	8,00
	r	2,65	2,41	13,60	35,00
Tanne	*h*	3,02	2,33	10,00	11,00
	r	2,24	2,45	18,30	46,40

Als Resultat ist folgendes zu entnehmen:

Um ein Holz um einen gewissen Bruchteil seiner natürlichen Dicke zusammenzupressen, ist je nach Faserrichtung ein ganz verschiedener Druck anzuwenden. Dem entspricht auch das für das Verhalten der DC. sich Ergebende:

Druck überhaupt wirkt erhöhend auf den Wert der DC. des Holzes, jedoch steigt deren Betrag nicht proportional dem Druck, sondern langsamer. Bei gleichem Druck wächst die Radialkonstante (ε_r) schneller als die Hirnkonstante (ε_h); bei relativ gleicher Verringerung der Dicken ist es umgekehrt.

Im Anschluß hieran ergab eine Untersuchung, daß der zum festen Anlegen der Kondensatorplatten an die Holzscheiben aufgewendete Druck lange nicht ausreicht, um eine wahrnehmbare Dickenänderung des Holzes, geschweige denn eine Modifizierung der DC. desselben hervorrufen zu können.

Berücksichtigt man, daß bei der Kompression sich gewissermaßen auch das spezifische Gewicht des betreffenden Holzes vergrößert, so folgt einmal aus der vorliegenden Tabelle, daß die DC. nicht proportional dem spezifischen Gewicht — modifiziert allein durch Kompression — sondern langsamer ansteigt, und daraus wieder, daß bei den Hölzern im natürlichen Zustand die Verschiedenheit der „Dichten“ nicht allein auf Festigkeitsdifferenzen, sondern auch auf Verschiedenheiten in anderer Hinsicht (Wassergehalt, Achsenbestandteile, Harzgehalt) zurückzuführen ist; denn bei den „natürlichen“ Hölzern wächst ja die DC. proportional dem spezifischen Gewicht.

Beeinflussung der Absorption durch Druck war nicht bemerkbar.

XI. Beziehung zwischen Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante.

Nachdem die verschieden starke Absorption der Hölzer (erkennbar an dem mehr oder weniger intensiven Aufleuchten der Warburgröhre) bei den einzelnen Versuchsreihen:

Holz in destilliertem Wasser .. Absorption unendlich,
Holz lufttrocken ..... Absorption mittelstark, stärker bei h,
Holz ausgetrocknet ..... Absorption gering,
Holz ausgekocht in Paraffin ... Absorption minimal,

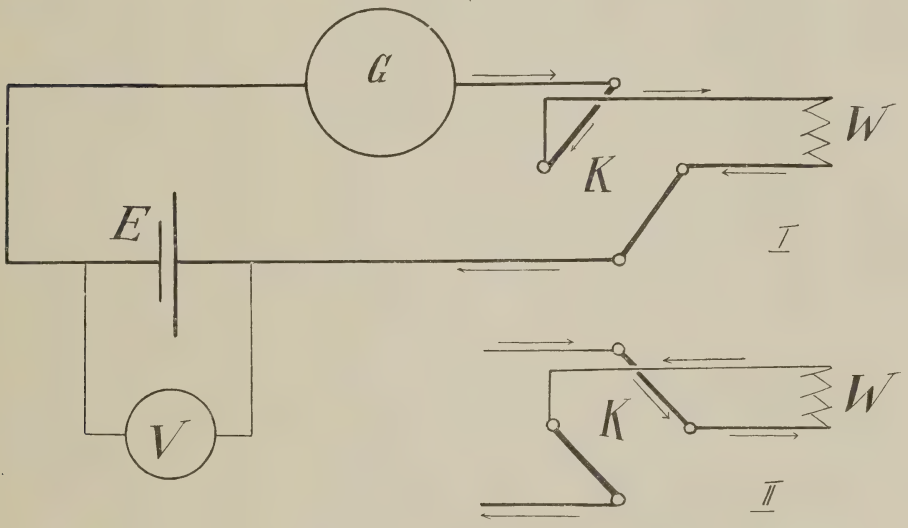
den Gedanken nahegelegt, daß diese verschiedene Absorption nur bedingt sei durch das verschiedene Leitvermögen der Hölzer je nach ihrem Zustand, galt es auch, quantitativ die Richtigkeit dieser Annahme durch exakte Bestimmung der Leitfähigkeiten in jedem Falle zu prüfen.

Den bisherigen Untersuchungen hierüber war wenig zu entnehmen,

obwohl bereits eine Anzahl von Arbeiten existierte: denn mehrere, so die von Villari[1]) und Pierce[2]), geben nur relative Werte der Leitfähigkeiten bezw. Absorptionen in den verschiedenen Faserrichtungen einer Reihe von Hölzern; Müller[3]) bestimmte nur von einigen wenigen Hölzern das Leitvermögen für lufttrocknen, ausgetrockneten und imprägnierten Zustand: in beiden letzten Fällen sank die Leitfähigkeit ganz beträchtlich; Mazzotto[4]) bestimmte nur das Leitvermögen von Tannenholz (h, r).

Gemeinschaftlich mit Herrn Dr. B. Walter untersuchte ich nunmehr eine große Anzahl verschiedener, auch tropischer Hölzer.[5]) Wir verwandten, nachdem wir die elektrolytische Natur der Leitfähigkeit der Hölzer festgestellt hatten, eine Methode (vergl. Fig. 9!) der Messung

Fig. 9.



elektrolytischer Widerstände. Die Umpolung zwecks Vernichtung des sich ausbildenden Polarisationsstromes im Moment seines Entstehens erfolgt hier nicht wie gewöhnlich durch Wechselstrom im ganzen Leitersystem, sondern nur für den betreffenden Widerstand, während durch das Meßinstrument ein dauernder Gleichstrom geht.

Es genügte bei den Hölzern (im lufttrocknen Zustande) durchweg

[1]) E. Villari: Nuovo Cimento 1a, vol. XXV, 1867; Pogg. Ann. 133, p. 418, 1868.

[2]) B. O. Pierce: Beibl. vol. XIX, p. 510, 1894. — G. W. Pierce: Phys. Ztschr., 1, 2, l. c. 1899—1900.

[3]) E. Müller: E. T. Z., vol. XIII, p. 72, 1892.

[4]) D. Mazzotto: Atti VI., l. c., 1897.

[5]) Diese stammten zumeist aus denselben Stücken wie die auf ihre DC. hin untersuchten Hölzer.

etwa eine Umpolung in der Sekunde, mittels eines Kommutators K. Als Meßinstrument diente uns ein Spiegelgalvanometer G von einer Empfindlichkeit $2{,}68 \cdot 10^{-10}$ Ampère pro 1 mm (die Skala war 4 m entfernt). Die verwendeten Spannungen E betrugen 2 bis 224 Volt. Die Dimensionen der Holzstückchen waren: Länge ... 3 cm, Querschnitt ... 1 qcm.

Im lufttrocknen Zustande

bewegten sich die spezifischen Widerstände sämtlicher — etwa 20 — untersuchten Holzarten zwischen den Grenzen 2 bis 2500 Megohm, die Leitfähigkeiten also zwischen $2 \cdot 10^{-15}$ und $2{,}5 \cdot 10^{-18}$ *cgs*, und stets[1]) ergab sich der Widerstand des Querschnittes als mindestens das Zwei- bis Dreifache (oft noch mehr) des Widerstandes in der Längsrichtung.

Das Austrocknen

derselben Hölzer im Chlorkalziumexsikkator (eine Woche lang) bewirkte infolge des dabei auftretenden Wasserverlustes von durchschnittlich 3—6 % eine Reduktion der Leitfähigkeit auf mindestens $^1/_{200}$ ihres ursprünglichen Wertes. Das Verhältnis je zweier Leitfähigkeiten änderte sich beträchtlich, da die Leitfähigkeit quer viel rascher abnahm als diejenige in der Längsrichtung.[2])

Durch Druck

wurde die Leitfähigkeit (Mahagoni und Whitewood) nur insofern beeinflußt, als bei einer Kompression auf das halbe Volumen der Wassergehalt pro Volumeneinheit verdoppelt und demgemäß auch das Leitvermögen nur verdoppelt wurde.

Auskochen mit Paraffin

(und Wachs) bewirkte — wie auch schon Müller l. c. angibt — eine beträchtliche Abnahme der Leitfähigkeiten: es stiegen die spezifischen Widerstände von Buchsbaum h und r von 1,9 Megohm und 15,6 Megohm auf $1{,}30 \cdot 10^4$ Megohm bezw. $1{,}33 \cdot 10^4$ Megohm.[3])

Nach Auskochen mit destilliertem Wasser

wiesen Tanne und Pockholz etwa 1000fach gesteigertes Leitvermögen auf.

Sättigen mit Wasser von Zimmertemperatur

steigerte das Leitvermögen von Ulme auf das 5000- bezw. 110 000fache bei Längs- bezw. Querschnitt.[4])

In jeder Hinsicht also wird die Annahme, die betreffs Absorption und Leitfähigkeit gemacht wurde, bestätigt.

[1]) Mit Ausnahme von Ebenholz, wo der Widerstand von Längs- und Querschnitt nahezu derselbe war (19 bezw. 23 Megohm).

[2]) cf. D. Mazzotto: Rend. Linc. (5a) VI. 2, p. 73, 95, 134; 1897.

[3]) Es erfolgte also schließlich auch nahezu ein Ausgleich der vorher in beiden Faserrichtungen vorhandenen Verschiedenheiten.

[4]) Dieser große Unterschied rührt daher, daß nach dem Zeitraum von drei Tagen, nach welchem die Messung vorgenommen wurde, das Längsstück noch leichter als Wasser, also ungesättigt war, während das Querstück bereits gesättigt am Boden des Gefäßes lag.

Es gestattete demnach die Verwendung der Warburgröhre in der Tat eine qualitative Bestimmung des Leitvermögens der untersuchten Substanz.

Im folgenden soll noch kurz auf den Zusammenhang von Leitvermögen und Dielektrizitätskonstante beim Holz eingegangen werden:

Pierce[1]) war auf Grund seiner Untersuchungen hinsichtlich des Verhältnisses zwischen Absorption und Dielektrizitätskonstante zu dem Ergebnis gekommen, daß in derjenigen Richtung der elektrischen Kraft, in welcher die Absorption am größten ist, auch der Brechungsexponent seinen größten Wert hat, und hatte sodann eine — wenigstens qualitative — Beziehung zwischen Doppelabsorption und Doppelbrechung aufgestellt: aus der Lösung der Maxwellschen Verschiebungsgleichung[2]) (wenn ein Ausdruck für das Leitvermögen hinzugefügt wird).

Jedoch leitet Mazzotto aus den von Drude[3]) aufgestellten Beziehungen

$$n = \sqrt{K} \cdot \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + 4\,S^2}}{2}} \quad \text{und} \quad K_1 = K \cdot (1 + 4\,S^2)$$

(wo K_1 die scheinbare mittels des Lecherschen Drahtsystems bestimmte DC., K die wahre DC., $S = \frac{c \cdot \sigma \cdot \lambda}{K}$, c die Lichtgeschwindigkeit, λ die Wellenlänge in Luft, σ die Leitfähigkeit in *cgs* bedeuten) die Gleichung ab:

$$m^2 = \frac{n^2}{2} \cdot \left\{ \sqrt{K_1 (8\,n^2 + K_1)} - 2\,n^2 - K_1 \right\},$$

wo $m = c \cdot \sigma \cdot \lambda$.

Hieraus berechnet er, daß die Leitfähigkeit (σ) mindestens $2{,}1 \cdot 10^{-14}$ betragen müßte, um auf den Wert der DC. (K) einen verändernden Einfluß von 1% auszuüben.[4]) Er fand damals für Tannenholz $\sigma = 1{,}1 \cdot 10^{-17}$ bezw. $2{,}8 \cdot 10^{-17}$.

Wenn nun auch die von Walter und mir bestimmten Leitfähigkeiten von der Größenordnung 10^{-15} sind, also nach der Drudeschen Formel für ein homogenes Medium nicht von Einfluß sein würden, so könnte doch das im Holze verteilte Wasser gerade wegen seiner eigenen eventuellen hohen Leitfähigkeit die scheinbare DC. der Gesamtmaße merklich beeinflussen: Denkt man sich z. B. innerhalb eines sehr schlecht leitenden Dielektrikums Schichten eines relativ guten Leiters eingesprengt, so bleibt die Leitfähigkeit der Gesamtmasse gering; dennoch aber werden die vorhandenen leitenden Schichten eine wesentliche Erhöhung der DC. des Mediums hervorbringen. Der Wassergehalt dürfte also zwiefach wirken:

---

[1]) G. W. Pierce: Physik. Ztschr., 1899, 1900, l. c.

[2]) cf. Boltzmanns Vorlesungen über Maxwells Theorie, p. 596, 1891.

[3]) P. Drude: Berichte der Königl. Sächs. Ges., 7. Dez. 1896, p. 26.

[4]) Vergl. auch: Heydtweiller, elektrische Messungen. Kap. „Dielektrizitätskonstanten".

er erhöht den Wert der DC. des Holzes einmal auf Grund der hohen DC. des Wassers, sodann aber vielleicht auch wegen der größeren Leitfähigkeit des Wassers.[1])

XII. Ergebnisse.

I. Die verschiedenen Holzarten zeigen sämtlich Doppelbrechung für elektrische Wellen: die Dielektrizitätskonstanten in Richtung der Fasern sind stets größer als die senkrecht dazu.

II. Die Verschiedenheit der DC. in den verschiedenen Faserrichtungen ist bedingt durch die Strukturverschiedenheiten; am größten sind diese — und dementsprechend auch das Verhältnis $\varepsilon_h : \varepsilon_r$ — bei den leichteren Hölzern (Linde, Teak, Whitewood, Buche, Ahorn), am geringsten bei den schweren Hölzern (Olive, Ebenholz, Pockholz).

III. Die Werte der DC. im lufttrocknen Zustand bewegen sich in den Grenzen: 2,82 (Kiefer I, $s = 0{,}54$) und 6,46 (Piment, $s = 1{,}13$), durchweg proportional den spezifischen Gewichten 0,54 bezw. 1,13 anwachsend.

IV. Der Wassergehalt, verschieden bei den einzelnen Holzarten, übt den stärksten Einfluß auf die Werte der DC. aus: einmal infolge der hohen DC. des Wassers, sodann — vielleicht — auch infolge der größeren Leitfähigkeit des (salzhaltigen) Wassers; im vollkommen ausgetrockneten Zustande (Gewichtsverlust 12—14 %) sind die DC., zumal der schweren Hölzer, 40—50% kleiner, und sie bewegen sich im absolut trocknen Zustande nur noch zwischen den Grenzwerten: 1,86 (Mahagoni) und 2,83 (Ebenholz). In zweiter Linie wird der Harz- und Mineralgehalt erhöhend einwirken.

V. Die Doppelbrechung des Holzes im lufttrocknen Zustand scheint eine Übereinanderlagerung zweier Phänomene zu sein:

1) der Doppelbrechung, bedingt allein durch die Holzstruktur;
2) der Doppelbrechung, verursacht durch die Schichtung der Wasserteilchen im Holz.

Denn beim Austrocknen ändert sich das Verhältnis der DC. $\frac{\varepsilon_h}{\varepsilon_r}$ beträchtlich: es nimmt bei sämtlichen Hölzern ab, d. h. also: ein relativ gleicher Wassergehalt bewirkt bei einem Holz einen stärkeren Abfall der Konstanten ε_h als von ε_r.

VI. Kompression wirkt erhöhend auf den Wert der DC. des Holzes, jedoch steigt letztere langsamer als der Druck. — Bei gleichem Druck wächst die Radialkonstante schneller als die Hirnkonstante; bei relativ gleicher Verringerung der Dicken ist es umgekehrt.

[1]) Hier müßten Untersuchungen über die Leitfähigkeit des (salzhaltigen) Saftwassers die Entscheidung herbeizuführen suchen.

VII. Auskochen mit Paraffin und Wachs bewirkt infolge vollständiger Wasserverdrängung ein starkes Fallen der DC., trotz der meist erheblichen Aufnahme (bis 80 Gewichtsprozent) der Imprägnierungsflüssigkeiten.

VIII. Einfaches Eintauchen des Holzes in Terpentin hat ein Steigen der DC. zur Folge. Die Mischungsmethode von Starke liefert (für die DC. von Hölzern) zu große Werte, da beim Eintauchen des Holzes in die Kondensatorflüssigkeit diese Luft aus dem (porösen) Holz verdrängt.

IX. Die Leitfähigkeit sämtlicher Hölzer ist in der Längsrichtung bedeutend — bei Ebenholz nur wenig — besser; jedoch sind die Werte der Leitfähigkeiten im Höchstfalle von einer Größenordnung (10^{-15}), welche eine merkliche Beeinflussung der DC. durch die Leitfähigkeit der Gesamtmasse ausschließt.

X. Die Kirchhoffsche Plattenkondensatorformel verliert mit wachsendem Plattenabstand und kleiner werdendem Plattendurchmesser an praktischer Gültigkeit: für einen 4 cm-Kondensator mit 3,5 mm Plattenabstand wird bei Anwendung der Formel eine Zusatzkorrektion von etwa 40 % erforderlich.

Bei Benutzung kleiner Kondensatorplatten und — relativ — großer Plattenabstände ist daher eine experimentelle Kapazitätseichung geboten.

Die vorliegende Untersuchung wurde Oktober 1905 im Physikalischen Institut der Universität Berlin begonnen und Oktober 1906 im Physikalischen Staatslaboratorium zu Hamburg beendet, wo ich seit dem jähen Tode des Prof. P. Drude (Juli 1906) die Arbeit in ihren wesentlichsten Teilen durchführen und abschließen konnte.

Ein Auszug aus dieser Arbeit ist als Dissertation 1907 in Berlin erschienen.

Inhaltsübersicht.

		Seite
I.	Einleitung und Literaturübersicht	21
II.	Beschreibung der Methode	23
III.	Apparate	24
IV.	Untersuchungsmaterial	27
	1. Nadelhölzer	29
	2. Laubhölzer	30
V.	Genauigkeit der Methode; Fehlerquellen	32
	1. Untersuchung des Einflusses des äußeren Dielektrikums auf die Kapazität	33
	2. Geltungsbereich der Kirchhoffschen Formel	35
VI.	Gang einer Messung	40
VII.	Dielektrizitätskonstanten (DC.) von 40 Hölzern im lufttrocknen Zustand	42
VIII.	Einfluß des Wassergehaltes	46
IX.	Einfluß der Imprägnierung (Paraffin, Wachs, destilliertes Wasser, Terpentin)	51
X.	Abhängigkeit der DC. von Kompression	54
XI.	Beziehung zwischen Leitfähigkeit und DC.	58
XII.	Ergebnisse	62

Eingegangen am 6. Juli 1908.

Über eine neue Methode zur direkten Bestimmung der spezifischen Wärme der Gase bei konstantem Volumen.

(Dissertation Berlin 1908.)

Von *F. Voller.*

Mit acht Abbildungen im Text.

I. Einleitung.

Der direkten Bestimmung der spezifischen Wärme der Gase bei konstantem Volumen stellt sich bei Anwendung der gebräuchlichen kalorimetrischen Methoden eine große Schwierigkeit entgegen: die Wärmekapazität des in ein Gefäß eingeschlossenen Gases ist stets nur ein Bruchteil von der des Gefäßes, so daß an sich kleine Beobachtungsfehler die Messung bereits völlig unbrauchbar machen. So ist es denn nicht zu verwundern, daß Crawford, der im Jahre 1779 [1]) als Erster sich mit der Bestimmung der spezifischen Wärme von Gasen befaßte, indem er in einem Wasserkalorimeter den Unterschied der Wärmekapazität eines evakuierten und eines gasgefüllten Kupferbehälters festzustellen suchte, auch nicht einmal annähernd richtige Werte fand.

Wesentlich günstigere Resultate erzielte Joly [2]), der 1892 die Versuche zur direkten Bestimmung der spezifischen Wärme c_v wieder aufnahm, mit Hilfe des Dampfkalorimeters. Seine Methode, die durch die Erwärmung eines gasgefüllten Gefäßes von 0° auf 100° in einem Dampfraum kondensierte Wassermenge durch Wägung zu bestimmen, lieferte wertvolle Aufschlüsse über die Abhängigkeit der spezifischen Wärmen vom Druck.

Für die Bestimmung der spezifischen Wärmen c_v bei sehr hohen Temperaturen liegt wohlausgearbeitet die Methode der Explosion von Gasgemischen vor, bei der sich aus der Höhe des Explosionsdruckes mit Hilfe der thermochemischen Daten die Molekularwärme C_v, d. h. die mit dem Molekulargewicht multiplizierte spezifische Wärme der Kompo-

[1]) Gehlers' physikal. Wörterbuch 10, I. Abt., p. 683 (1841).

[2]) Proc. Roy. Soc. 41, p. 352, (1886); Phil. Trans. 182 A, p. 73, 1892; 185, p. 943 (1894).

nenten des Gasgemisches, berechnet. Von Bunsen[1])1867 zuerst angegeben, wurde sie wesentlich vervollkommnet durch die Arbeiten von Mallard und Le Chatelier[2]), Vieille[3]), Berthelot und Vieille[4]) und besonders in neuester Zeit von Langen[5]) und Pier[6]). Es fehlt aber bislang eine Methode, die gestattet, c_v direkt bei jeder beliebigen Temperatur und jedem beliebigem Druck zu bestimmen. Es soll nun im folgenden über Versuche berichtet werden, die auf die Ausbildung einer solchen Methode hinzielen.

II. Grundgedanke der Methode.

Die Versuche bilden die Fortsetzung bezw. Erweiterung einer für Flüssigkeiten bereits durchgeführten Methode, die auf Anregung von Herrn Professor Nernst durch Herrn Schlesinger im physikalisch-chemischen Institut zu Berlin ausgebildet worden ist, deren Veröffentlichung demnächst erfolgt. Den Versuchen liegt folgender Gedanke zugrunde:

Denken wir uns irgend ein, etwa kugelförmiges Gasvolum, z. B. ein Mol irgend eines idealen Gases in einem geschlossenen Kolben unter Atmosphärendruck. Ihm führen wir, möglichst im Mittelpunkt, eine bekannte Wärmemenge in Form eines kurzen elektrischen Stromstoßes in einem sehr dünnen Drahte zu. Die Folge wird natürlich sein, daß das Gas in der Umgebung des Hitzdrahtes sich erwärmt, und daß sich diese Erwärmung als Druckerhöhung äußert, da in dem allseits geschlossenen Gefäß eine Ausdehnung nicht stattfinden kann. Findet die Wärmezufuhr nun in so kurzer Zeit statt, daß bei ihrer Beendigung noch keine merkliche Wärmeabgabe an die Gefäßwand eingetreten ist, und ist die Wärmekapazität des Heizdrahtes so klein, daß sie gegenüber der der erwärmten Gasmenge zu vernachlässigen ist, so muß die resultierende Druckerhöhung umgekehrt proportional der Wärmekapazität des Gasvolumens sein, wie aus folgender Überlegung hervorgeht:

Die Gasgleichung lautet vor bezw. nach der Erwärmung:

$$\left.\begin{aligned} p v &= n \cdot R \cdot T, \\ p_1 v &= n \cdot R \cdot T_1, \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

wo n die Anzahl der im Volumen enthaltenen Mole bedeutet. Nun ist allerdings unmittelbar nach der Erwärmung die Temperatur innerhalb des Gases noch nicht ausgeglichen, doch muß die Gleichung auch gelten, wenn

[1]) Pogg. Ann. 131, p. 161 (1867).
[2]) C. R. 93, p. 962, 1014, 1076 (1881).
[3]) C. R. 96, p. 1358 (1883).
[4]) C. R. 98, p. 545, 601, 770, 852 (1884).
[5]) Forschungsarbeiten, herausgegeben vom Verein deutscher Ingenieure 8 (1903).
[6]) Berliner Dissertation (1908). Zeitschr. phys. Ch. LXII, 4. p. 385 (1908).

man unter T_1 in jedem Augenblick die mittlere Temperatur des Gases versteht. Aus (1) folgt unmittelbar

$$(p_1 - p)v = n(T_1 - T)R$$

oder kürzer

$$\Delta p = n \cdot \Delta T \frac{R}{v}. \tag{2}$$

Haben wir dem Gase nun eine Wärmemenge W zugeführt, so ist

$$\Delta T = \frac{W}{n C_v}, \tag{3}$$

wo $C_v = Mc_v$ die Molekularwärme bei konstantem Volumen bedeutet. Gleichungen (2) und (3) kombiniert ergeben

$$\Delta p = \frac{R}{v} \cdot \frac{W}{C_v}$$

oder

$$C_v = \frac{R \cdot W}{v \cdot \Delta p}. \tag{4}$$

Macht man den gleichen Versuch nacheinander in zwei verschiedenen Gasen mit der gleichen Wärmemenge, so ist

$$C_{v1} = \frac{R \cdot W}{v \cdot \Delta p_1},$$

$$C_{v2} = \frac{R \cdot W}{v \cdot \Delta p_2}.$$

Also

$$C_{v2} = C_{v1} \cdot \frac{\Delta p_1}{\Delta p_2}. \tag{5}$$

Wenn es nun gelingt, die Druckerhöhung Δp in der kurzen Zeit, ehe der Druckabfall beginnt, mit genügender Genauigkeit zu messen, so ist damit eine Methode gegeben, C_v absolut oder bezogen auf irgend einen Normalwert zu messen.

III. Erste Versuche.

Die ersten Versuche wurden mit einem Flüssigkeitsmanometer angestellt, dessen völlige Unzulänglichkeit sich jedoch bald herausstellte. Die Trägheit der Flüssigkeit war so groß, daß der Maximaldruck bereits abgefallen war, wenn das Manometer zur Ruhe kam, so daß die gemessenen Druckerhöhungen zu klein, die daraus berechneten Molekularwärmen zu groß waren. Auch die Anwendung geringerer Wärmemengen und mikroskopische Ablesung der dadurch bedingten kleineren Drucke führten zu keinem besseren Resultat.

Als Beispiel dieser ersten Versuche möge der günstigste erwähnt

werden. Er stellt das Mittel dar aus sieben Versuchen mit Kohlensäure. Als Versuchsgefäß diente eine Glasflasche von 5010 cm^3 Inhalt. In ihrem Innern war ein 10 cm langer, 0,02 mm dicker Platindraht ausgespannt, der in einen Akkumulatorenstromkreis geschaltet war, den man durch kurzes Auftippen auf einen Taster für einen kurzen Augenblick schließen konnte. Die so hineingeschickte Stromwärme betrug 0,036 cal.; sie wurde mittels eines Spiegeldynamometers gemessen. Die Druckerhöhung betrug 0,75 mm Alkohol. Nach der Formel (4) ergab sich daraus für C_v ein Wert von 8,10. Nimmt man den aus den Regnaultschen Zahlen für 20 ° berechneten Wert von 6,50 als richtig an, so enthielt der gefundene Wert einen Fehler von etwa 25 %, ein recht ungünstiges Resultat, das allerdings zum Teil auch einem Fehler in der Stromenergiemessung zuzuschreiben war, auf den wir weiter unten zurückkommen werden.

Es wurden hierauf noch einige Versuche mit einem schrägliegenden Flüssigkeitsmanometer sowie mit einem Edelmannschen Pneumatometer gemacht, jedoch beide ohne Erfolg. Das erstere war noch träger als ein aufrechtes Flüssigkeitsmanometer. Das andere, dem Prinzip nach ein sehr großes Dosenmanometer, hatte zu großen schädlichen Raum und war für so schnell verlaufende Druckänderungen ebenfalls zu träge.

So ergab sich als Frucht der ersten Versuche nur die Notwendigkeit, ein Manometer zu finden, das mit großer Empfindlichkeit so geringe Trägheit verbinden mußte, daß es die Möglichkeit bot, den Druckverlauf zu registrieren und das Diagramm in Ruhe auszumessen.

Zunächst wurde versucht, das Mikrophon in den Dienst exakter Druckmessung zu stellen. Die Anordnung war dabei eine einfache Wheatstonesche Brückenschaltung, in der die Widerstandsänderungen eines Mikrophons unter der Einwirkung veränderlichen Druckes mit Hilfe eines Edelmannschen Saitengalvanometers photographisch registriert wurden. Was die absolute Empfindlichkeit und die Schnelligkeit des Reagierens anbetraf, so schienen die Versuche günstige Aussichten zu gewähren, doch mußten sie schließlich abgebrochen werden, weil die Empfindlichkeit zu großen Änderungen unterworfen war.

IV. Das Dosenmanometer.

Nunmehr schlug Herr Professor Nernst vor, ein von ihm bereits früher angegebenes und durchgebildetes hochempfindliches Dosenmanometer zu benutzen, das in der Werkstatt des Instituts ausgeführt worden war. Dieses erwies sich als in hohem Grade geeignet für den Zweck der Arbeit und ermöglichte ihre Weiterführung.

Das Instrument ist in Fig. 1 dargestellt. Es beruht auf dem Prinzip der Dosenbarometer. Vier Dosen von 7,4 cm Durchmesser, aus 0,08 mm dickem gewellten Neusilberblech zusammengelötet, sind über-

einander angeordnet; die unterste ist mit dem Zuleitungsrohr auf einer festen Grundplatte befestigt. Die oberste trägt einen kleinen Ansatz zur Befestigung eines Kokonfadens, der um eine 0,7 mm dicke Stahlachse geschlungen ist und an seinem anderen Ende ein kurzes Stückchen Draht als Gewicht trägt, das ihn gerade eben stramm zieht. Die Achse läuft

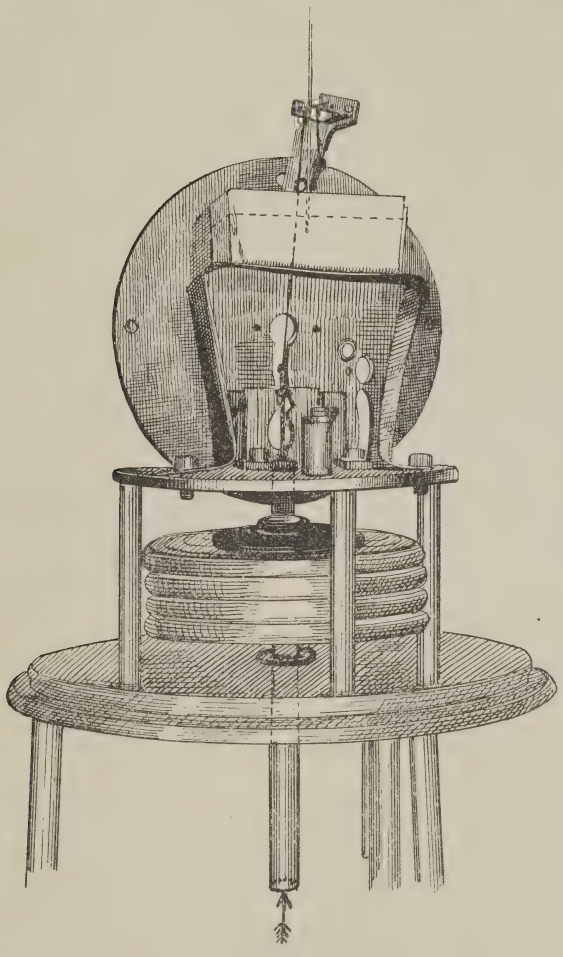


Fig. 1.

mit Zapfen in Steinen und trägt einen leichten Glasfaden als Zeiger, der zwecks möglichster Ausbalancierung nach oben und unten gleich lang ist, je etwa 4 cm. Mit seinem unteren Ende schwingt der Zeiger in einem Gefäß mit Paraffinöl, um aperiodische Bewegung des Zeigers zu bewirken. Um den Apparat gegen die Schwankungen des äußeren Luftdrucks zu schützen, ist er von einem Glaskasten überdeckt (in der Ab-

bildung abgehoben), der auf der Grundplatte mit einem gut abgedrehten Messingring luftdicht, jedoch leicht abnehmbar, aufsitzt. Die Angaben des Instruments werden photographisch aufgenommen; eine eigene Teilung besitzt es nicht. Um auch bei starker Vergrößerung eine möglichst feine Kurve zu bekommen, ist an das obere Zeigerende ein Stückchen abgeätzten Wollastondrahtes von 0,007 mm Dicke aufgeklebt. Von dieser feinen Zeigerspitze wird vermittels eines achromatischen Projektionsobjektivs ein stark vergrößertes Bild auf der Trommel des Registrierapparates entworfen. Als solcher diente bei der Arbeit ein von Edelmann zu seinem Saitengalvanometer gelieferter Apparat, der im gegebenen Augenblick den Schlitz vor der Trommel magnetisch öffnete und nach einer Umdrehung wieder schloß. Die Geschwindigkeit der Trommel ließ sich in weiten Grenzen regulieren; sie betrug meist etwa $6\,\frac{\text{cm}}{\text{sek}}$. Ihre Gleichmäßigkeit war vorzüglich. Als Papier wurde das Negativpapier „Normal“ von der N.P.G. verwendet. Das Licht lieferte eine kleine Bogenlampe; es wurde nach dem Verlassen des Kondensors von einer Zylinderlinse zu einem schmalen horizontalen Lichtband auseinandergezogen, das auf die Zeigerspitze scharf eingestellt war. So wurde das Papier sehr gleichmäßig belichtet und lieferte gute, klare Bilder.

Ehe mit dem Manometer in gewünschter Weise gearbeitet werden konnte, bedurfte es allerdings erst längerer Zeit der Einarbeitung und mancherlei Umarbeitung. Ihm alle erwünschten Eigenschaften in vollkommener Weise beizubringen, ist trotzdem nicht gelungen. Dazu wird es noch weiterer Durchbildung und noch verfeinerter mechanischer Ausführung bedürfen. Die Anforderungen an das Instrument sind allerdings auch recht hohe: Ein Bogengrad Ausschlag bedingt eine Bewegung der Dosen um $\frac{\pi}{180} \cdot 0{,}35 = 6{,}1 \cdot 10^{-3}$ mm, und diese Bewegung wird auf mechanischem und optischem Wege auf etwa 12 mm, d. h. das 2000fache, vergrößert. Die in solcher Vergrößerung aufgenommenen Kurven sollen mathematisch auswertbar sein. Das ist natürlich nur bei denkbar feinster mechanischer Ausführung zu erreichen. Besondere Schwierigkeiten machte es, eine vollkommen zentrisch laufende Achse von 1,5 cm Länge zu bekommen und dann bei dieser die letzten Spuren von Reibung zu entfernen.

Der Kokonfaden muß möglichst dünn, jedenfalls aber nicht mehr teilbar sein; damit er auf der Achse nicht rutscht, klebt man eine Windung mit einem Tropfen Schellack fest. Um einer Dehnung vorzubeugen, läßt man ihn zweckmäßig vorher aushängen. Wenn der Feuchtigkeitsgehalt der Zimmerluft stark veränderlich ist, so setzt man ein Gefäß mit $P_2 O_5$ in das Gehäuse, um Längenänderungen des stark hygroskopischen Fadens

und damit Nullpunktsverschiebungen zu vermeiden. Aus demselben Grunde darf zur Zeigerdämpfung keine wässerige Lösung verwendet werden. Am besten ist hierfür Paraffinöl, das man nötigenfalls durch Verdünnen mit Benzol etwas dünnflüssiger machen kann. Um Druckänderungen innerhalb des Schutzkastens infolge Erwärmung durch die Strahlen der Bogenlampe auszugleichen, verbindet man das Innere des Kastens mit einer großen strohumflochtenen Flasche, z. B. einer Transportflasche für destilliertes Wasser. Gummiverbindungen, besonders längere, sind möglichst zu vermeiden, da sich der Druck starker Windstöße darauf im Manometer störend bemerkbar macht.

Als sich trotz aller dieser Vorsichtsmaßregeln die Empfindlichkeit des Manometers noch immer sprungweise änderte, erwies sich eine kleine Belastung der Dosen durch einen Drahtring von 5 gr Gewicht als nützlich, so daß es den Anschein erweckte, als hätten die Dosen in ihrer natürlichen Nullstellung ein wenig toten Gang. Leider gelang es nicht, die Empfindlichkeit völlig konstant zu machen, sie änderte sich bis zuletzt sprungweise um Beträge bis zu 10 % im Maximum. In der Regel blieben die Änderungen jedoch unter 5 %. Die absolute Empfindlichkeit des Manometers betrug im Mittel 0,26 mm Wasserdruck für einen Bogengrad Ausschlag. Auf dem Schlitz des Registrierapparates bedeutete 1 mm ungefähr 0,08 Bogengrad oder 0,021 mm Wasserüberdruck. Die Zahlen sind hier nicht genau angegeben, weil die Methode zunächst als Relativmethode nach Formel (5) durchgebildet wurde, wobei die absolute Empfindlichkeit nicht in Betracht kam.

V. Fortsetzung der Versuche.

1. Form der Druckkurven.

Die Aufnahmen mit dem neuen Manometer bestätigten nun zunächst, was schon die Mikrophonaufnahmen gezeigt hatten, daß nämlich die Abfallkurven in Luft und CO_2, an denen die Methode zunächst zu prüfen war, gerade Linien waren (vgl. Fig. 2 und 3). Bei Wasserstoff (vgl. Fig. 4) war dagegen die Abfallkurve stark nach unten gekrümmt, was der anomal großen Wärmeleitfähigkeit des Wasserstoffs zuzuschreiben war.

Der Druckanstieg und das Maximum der Kurven entsprachen nun aber dem wahren Verlauf des Druckes nicht, da erstens das Zuleitungsrohr die Zeitdauer des Druckanstiegs verzögerte, und zweitens die Druckanstiegzeit und die Eigenschwingungsdauer des Manometerzeigers von gleicher Größenordnung waren. Es mußte daher der gesuchte Druck Δp aus den Kurven extrapoliert werden. Bei dem äußerst kurzen Verlauf der heizenden Stromstöße erschien eine Extrapolation auf den Augenblick der Erwärmung zunächst am naheliegendsten. Um die Berechtigung einer

solchen Extrapolation zu prüfen, bedurfte es aber der Kenntnis der Zeitdauer, in welcher der Heizdraht seine gesamte Wärme an die Umgebung abgab. Um einen Überblick über die Länge dieser Zeit zu gewinnen, wurden einige besondere Versuche angestellt, über die im folgenden zunächst zu berichten ist.

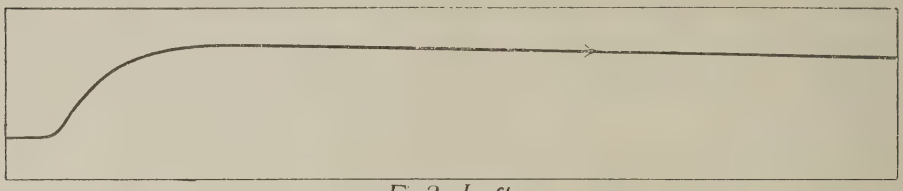


Fig. 2 Luft.

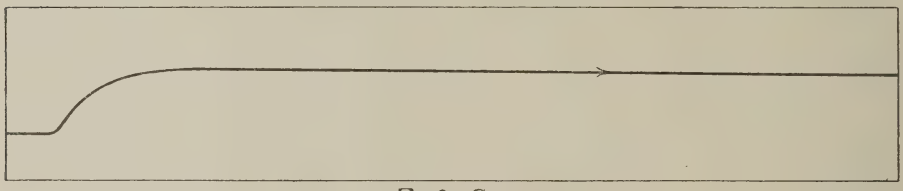


Fig. 3 Co_2

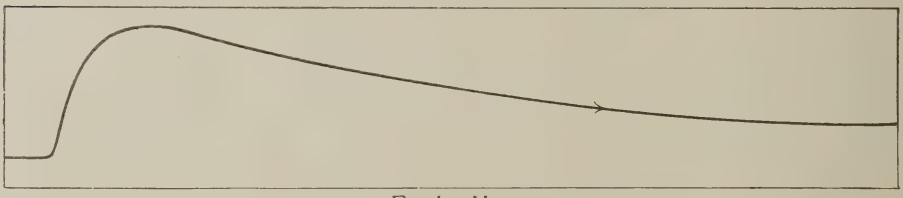


Fig. 4 H_2

Fig. 2—4: $^3/_5$ nat. Gr.

2. Zeitdauer der Wärmeabgabe.

Die Anordnung hierbei ergibt sich aus Fig. 5. Der Hitzdraht, wiederum ein Platindraht von 0,02 mm Dicke und 6 cm Länge, lag in einer Brückenschaltung mit einem photographisch registrierenden Saitengalvanometer von Edelmann. In den Primärstromkreis des Transformators *T*, dessen Öffnungs-Induktionsstöße als Heizströme dienten, war ein Elektromagnet *M* geschaltet, der, solange im Primärkreis Strom floß, die Arretierung eines Stromschlußpendels *P* festhielt. Das Pendel war so eingerichtet, daß es im Fallen zunächst einen Kontakt *I* schloß und nach etwa $^1/_{30}$ Sek. einen zweiten Kontakt aus einer Stellung *IIab* in die Stellung *IIac* umschaltete. Solange nun das Pendel durch den Magneten festgehalten wurde, war durch Kontakt *IIab* der Hitzdraht mit der Spule verbunden, aber aus der Brückenkombination ausgeschaltet. Das Galvanometer war ebenfalls ausgeschaltet.

Wurde nun der Primärstrom unterbrochen, so fand gleichzeitig mit

der Erwärmung des Heizdrahtes die Auslösung des Pendels statt, welches im Fallen zunächst durch Kontakt *I* das Galvanometer einschaltete, darauf den Hitzdraht durch Kontakt *II* von der Spule ab und in die Brücke einschaltete. Damit sich der Moment der Primärstromöffnung auf der Kurve markierte, wurden um den Elektromagneten *M* noch einige Drahtwindungen gelegt, deren Enden nebst einem Widerstand von

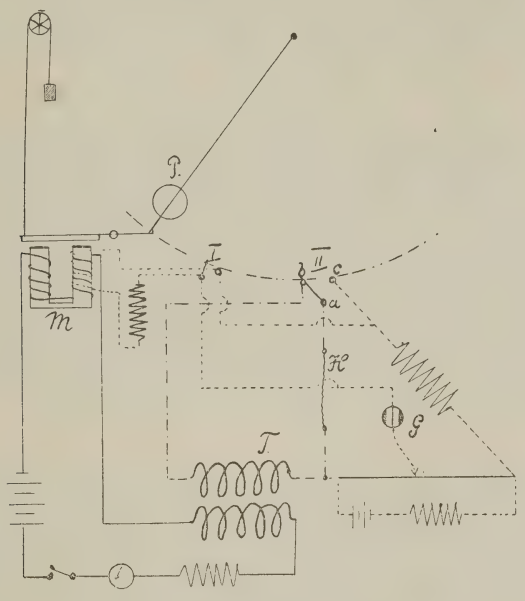


Fig. 5.

300 000 Ω parallel zu Kontakt *I* geschaltet waren, so daß der in ihnen erzeugte Öffnungsstrom sich im Galvanometer durch einen kleinen Ausschlag bemerkbar machte.

Mit dieser Versuchsanordnung sind die Kurven der Figur 6, *a*—*e* erhalten. Bei $t = 0$ markiert sich das Unterbrechen des Primärstromes.

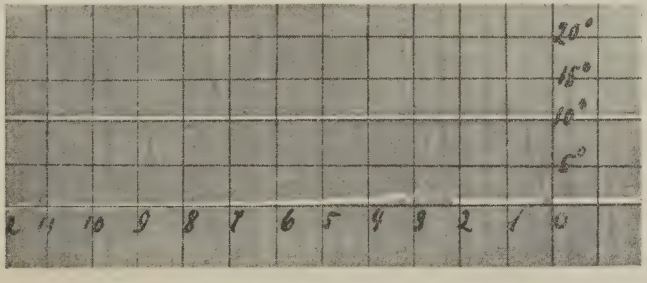


Fig. 6, *a*. H_2.

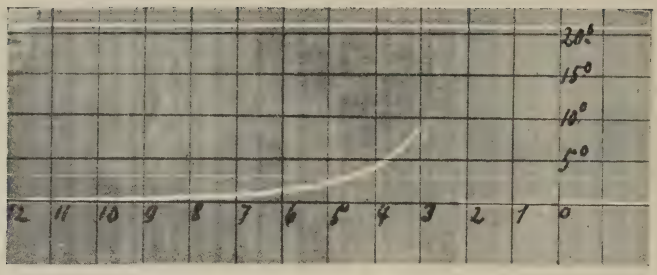


Fig. 6, *b*. *Luft.*

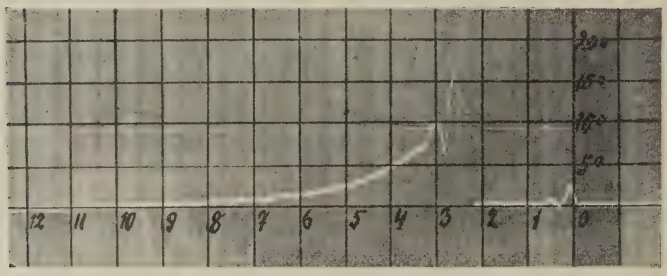


Fig. 6, *c*. CO_2.

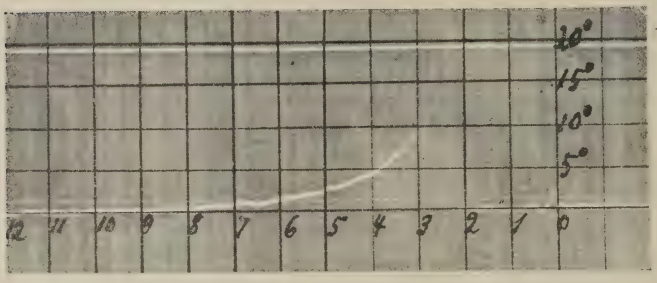


Fig. 6, *d*. NH_3.

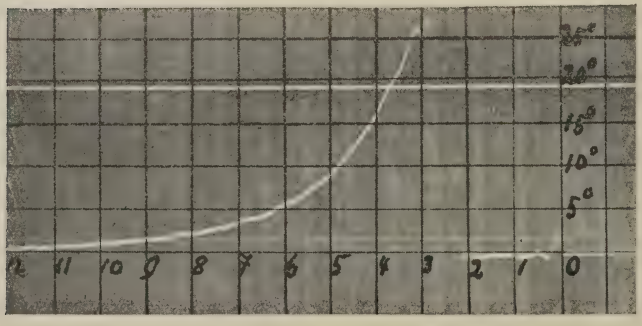


Fig. 6, *e*. Cl_2.

Das darauf zunächst folgende gerade Kurvenstück bedeutet das Fallen des Pendels bis zur Schließung des Kontakts *I*, das sich bei dem zur Verfügung stehenden Pendel leider nicht unter 0,2 Sek. verkürzen ließ, so daß nur der letzte, allerdings ja auch wichtigste Teil der Widerstandskurven aufgenommen wurde. Nach Schluß des Kontakts *I* schlägt das Galvanometer zunächst weit aus, da auf einer Seite der Brücke noch der Widerstand ∞ liegt, bis nach $^1/_{30}$ Sek. der Kontakt *II* den Hitzdraht in die Brücke einschaltet. Von diesem Augenblick an wird der wahre Widerstandsverlauf registriert. Die in die Aufnahmen eingezeichneten Abszissen bedeuten zehntel Sekunden, die Ordinaten je 5° C Temperaturdifferenz des Drahtes gegen die Versuchstemperatur. Die Ordinatenteilung wurde so gewonnen, daß man die Brücke um so viel verschob, als einer Temperaturänderung des Drahtes um je 5° C entsprechen würde, unter Zugrundelegung eines Temperaturkoeffizienten von 0,003 für Platin, und die jeweilige Stellung des Fadenbildes auf der am Schlitz des Registrierapparates angebrachten Millimeterteilung ablas. Die Ausschläge waren bis zu 30 mm gut proportional. Die maximale Temperaturerhöhung des Drahtes ließ sich aus dem Betrag der hindurchgeschickten Wärme und der Wärmekapazität auf etwa 200° über Versuchstemperatur schätzen.

Mit dieser Anordnung wurden zunächst Aufnahmen des Temperaturverlaufs in H_2, Luft und CO_2 gemacht. Es zeigt sich aus den Kurven *a, b* und *c* der Fig. 6, daß die Bedingung der momentanen Wärmeabgabe nur in Wasserstoff nahezu erfüllt ist, in CO_2 und Luft dagegen keineswegs. Es stellt sich also hiernach Wasserstoff zunächst als das für die Versuche günstigste Gas dar. In Luft und CO_2 dagegen wird trotz ihrer geringeren Wärmeleitfähigkeit immer schon ein Teil der Wärme wieder an die Außenwand abgegeben sein, während noch welche aus dem Draht aufgenommen wird; es werden also die Maximaldrucke Δp um einen bestimmten Betrag zu klein sein. In der Tat erweisen sich die Maxima der Wasserstoffdruckkurven im Mittel um etwa 3 % größer als die der Luftkurven, während sie bei fehlerfreier Methode gleich sein müßten. Die Methode ist also mit einem Fehler behaftet, über den sich quantitativ nichts aussagen läßt, da der Verlauf der Wärmeabgabe an die Gefäßwand unbekannt ist. Doch ist dazu folgendes zu bemerken: Es ist klar, daß die Wärmeabgabe nach außen anfänglich schwach einsetzt und sich allmählich zu einem Maximum steigert, da die Wärme erst vom Mittelpunkt des Gases an die Gefäßwand transportiert werden muß. Während der Zeit der noch wachsenden Wärmeabgabe wird noch Wärme aus dem Draht aufgenommen, es muß also der wahre Druck nach dem Anstieg erst eine Weile langsamer fallen als nach Beendigung der Wärmeaufnahme. Der wahre Maximaldruck, der vom Manometer, wie bemerkt, nicht richtig registriert wird, muß also

tiefer liegen als der Wert, den eine geradlinige Extrapolation auf $t = 0$ ergibt. Wenn man nun also diesen extrapolierten Wert in die Formel einsetzt, so macht man einen Fehler, entgegengesetzt dem des zu kleinen Maximaldrucks. Dieser Fehler ist bei Wasserstoff entsprechend dem steilen Druckabfall ein sehr großer und überwiegt den anderen bei weitem. Bei Gasen mit normaler Wärmeleitfähigkeit ist er dagegen wesentlich kleiner als bei Wasserstoff, während umgekehrt der andere größer ist. Die beiden Fehler nähern sich einander also in der Größenordnung und werden sich mehr oder weniger aufheben. Durch geeignete experimentelle Maßnahmen wird man beide noch wesentlich verkleinern können, indem man den Hitzdraht zunächst durch eine möglichst dünne Folie ersetzt, die bei gleicher Masse eine viel größere Oberfläche besitzt als Draht und außerdem viel dünner hergestellt wird, und indem man größere Versuchsgefäße verwendet, in denen die Wärmeableitung langsamer vor sich geht und der Druckabfall weniger steil ist. Völlige Klarheit über den Betrag des übrigbleibenden Fehlers kann erst die absolute Methode bringen, die aus unten zu erwähnenden Gründen zunächst noch nicht zur Ausführung kam.

Verfasser bediente sich vielmehr der Relativmethode nach Formel (5). Bei dieser fällt nun, wie aus den Kurven *b* und *c* der Fig. 6 ersichtlich, der Fehler der zu langsamen Wärmeaufnahme bei Luft und CO_2 fast vollkommen heraus, da der Temperaturverlauf des Hitzdrahts in den beiden Gasen nahezu völlig gleich ist, also die Wärmemengen W bei beiden Gasen um den gleichen Betrag verringert werden. Dabei bleibt die Frage nach der Extrapolation allerdings unentschieden; deren Lösung muß, wie gesagt, der absoluten Methode überlassen bleiben. Da, wie erwähnt, die Empfindlichkeit des Manometers noch sehr schwankend war, und da der Unterschied zwischen den aus den extrapolierten Werten und den aus den Maximis berechneten Zahlen innerhalb der Fehlergrenzen lag, konnte auch nicht versucht werden, durch einen Vergleich der gewonnenen Resultate mit bereits nach anderen Methoden bestimmten Werten die Frage nach der Extrapolation zu entscheiden. Sie mußte eben einstweilen offen gelassen werden.

Zu ihrer Entscheidung wird außer der Anwendung der absoluten Methode noch eine Änderung der Versuchsanordnung in der Weise nötig sein, daß man eine richtige Registrierung auch des Druckanstiegs und des wahren Maximums erzielt. Zu diesem Ende wird man zunächst durch Verkürzung des Zeigers eine Verringerung der Eigenschwingungsdauer des Zeigersystems herbeiführen müssen und weiter unter Vermeidung eines Druckzuleitungsrohrs das Manometer unmittelbar im Versuchsgefäß anordnen müssen, eine Konstruktion, die sich auch noch aus einem später zu erwähnenden Grunde empfiehlt.

3. Äußere Arbeit des Manometers.

Nunmehr wirft sich die weitere Frage auf, ob bei der Bewegung der Dosen eine merkliche mechanische Arbeit geleistet wird, deren Betrag ja von der Wärmemenge W abzuziehen sein würde; damit würde die Voraussetzung zur Gültigkeit der Formel (5) fallen und die Relativmethode nicht mehr anwendbar sein. Man kann sich jedoch durch eine leichte Rechnung davon überzeugen, daß die Korrektion nicht von Belang ist, daß die Messungen mithin auch wirklich C_v ergeben.

Die Arbeit, die die Dosen bei einer Bewegung über das Volumen v unter dem Überdruck Δp leisten, wird ausgedrückt durch das Produkt $v \cdot \Delta p$. Das Volumen, um das die Dosen sich ausdehnen, möge in erster Annäherung als zylindrisch angesehen werden, obwohl es in Wirklichkeit durch vier Doppelkegel dargestellt wird, da die Grundflächen der Dosen sich nur in der Mitte, nicht aber am Rande ausbiegen können. Bedeutet nun a die Hebung der obersten Grundfläche und zugleich das Stück, um das der Kokonfaden sich aufrollt, und ist q der Querschnitt der Dosen, so ist $v = q \cdot a$.

Sei nun der Winkel, um den sich die Achse dreht, gleich 1°, so ist $a = \frac{\pi}{180} \cdot r$, wo r den Achsenhalbmesser bedeutet. Es ist also

$$a = \frac{\pi \cdot 0{,}035}{180} = 6{,}11 \cdot 10^{-4} \text{ cm}.$$

Der Querschnitt der Dosen war $3{,}7^2 \cdot \pi = 43$ cm^2. Also ist

$$v = 6{,}11 \cdot 43 \cdot 10^{-4} = 0{,}0263 \text{ cm}^3.$$

Die Empfindlichkeit des Instruments betrug im Mittel 0,026 cm Wasserdruck für 1° Ausschlag, also

$$\Delta p = 0{,}026 \frac{gr_{gew}}{\text{cm}^2} = 0{,}026 \cdot 981 \frac{dyn}{\text{cm}^2},$$

$$\Delta p\, v = 0{,}0263 \cdot 0{,}026 \cdot 981\, erg = 0{,}0263 \cdot 0{,}026 \cdot 981 \cdot 2{,}39 \cdot 10^{-8} \text{cal}$$
$$= 1{,}59 \cdot 10^{-8} \text{cal}.$$

Um nun in einem Volumen von $V = 650$ cm^3 Luft von der Dichte $d = 0{,}0012$ und der spezifischen Wärme $c_v = 0{,}169$ eine Druckerhöhung von $\Delta p = 0{,}026$ cm Wasser zu verursachen, braucht man eine Wärmemenge

$$W = V \cdot d \cdot c_v \cdot \frac{T}{p} \cdot \Delta p$$

oder $W = 650 \cdot 0{,}0012 \cdot 0{,}169 \cdot \frac{290}{1033} \cdot 0{,}026$ cal $= 9{,}6 \cdot 10^{-4}$cal.

Die Arbeit der Dosen beträgt $p\,v = 1{,}59 \cdot 10^{-8}$, d. h. ungefähr 0,016 ‰ der gesamten Wärme. Da der Fehler unter Zugrundelegung eines zylindrischen Volums an Stelle von vier Doppelkegeln berechnet wurde, so ist er in Wahrheit kleiner als der berechnete und kann für Präzisionsmessungen durch Verwendung großer Versuchsgefäße beliebig verkleinert werden.

4. Der Manometerraum.

Eine weitere Korrektion, die noch zu besprechen ist, betrifft den Manometerraum. Dieser kann aus naheliegenden praktischen Gründen nicht jedesmal mit dem Versuchsgas gefüllt werden, sondern muß dauernd mit Luft gefüllt bleiben, so daß das in Formel (4) zur Berechnung zu ziehende V um die 50 cm^3 des Manometerraumes größer ist, die stets mit Luft gefüllt bleiben. Da die Kommunikation der beiden Räume durch eine enge Hahnbohrung und im übrigen durch etwa 20 cm Glasrohr von 5 mm lichter Weite bewirkt wird, so kann man mit Sicherheit annehmen, daß an die Luft des Manometerraumes nur verschwindend wenig Wärme abgegeben wird und auch diese erst zu einer Zeit, wo der Druckwert nicht mehr für die Berechnung der C_v in Betracht kommt.

VI. Weitere Versuchsanordnung.

War somit die Messung der Druckwerte in erfolgversprechender Weise ermöglicht, so blieb als zweite Aufgabe, die Wärmezufuhr zum Heizdraht in geeigneter Weise zu bewirken.

Anfänglich wurde der Hitzdraht direkt in einen Akkumulatorenstromkreis geschaltet, der durch kurzes Auftippen auf einen zurückfedernden Taster geschlossen werden konnte. In diesen Kreis war die feste Spule eines Siemens & Halskeschen Spiegeldynamometers geschaltet, dessen bewegliche Spule parallel zu den Enden des Hitzdrahts lag. Die Eichung sollte mit fester Spannung an der beweglichen Spule und ballistisch gemessenen Stromstößen in der festen Spule erfolgen. Da die bewegliche Spule nur so lange mit der konstanten Spannung verbunden sein durfte, als die Stromstöße dauerten, da sie sonst während des Ausschlages eine Richtkraft gegen das Erdfeld gehabt hätte, so mußte die Spannung durch den Taster zugleich mit ein- und ausgeschaltet werden. Diese einzelnen Stromschlüsse wichen nun in ihrer Zeitdauer naturgemäß stark voneinander ab, und es entstanden auf diese Weise zwischen Strom- und Spannungsspule stets wechselnde Phasendifferenzen, die die Eichung und Verwendung des Instruments in dieser Weise verboten.

Dieser Fehler der Energiemessung steckt noch in dem erwähnten ersten Versuch und macht den für C_v berechneten Wert noch ungünstiger, als er durch die mangelhafte Druckmessung allein geworden wäre.

Es wurden hierauf Versuche mit einem Fallkontakt gemacht, doch war der dazu zur Verfügung stehende Apparat nicht exakt genug gearbeitet, so daß die durch ihn erzeugten Stromstöße auch nicht wesentlich besser miteinander übereinstimmten als die früheren.

Darauf ging Verfasser auf Vorschlag von Herrn Professor Nernst zur Verwendung von Induktionsströmen eines Transformators als Heiz-

strömen über. Diese boten erstens den Vorteil sehr kurzen Verlaufes, zweitens war von ihnen genügende Gleichmäßigkeit zu erwarten, um die absolute Messung zunächst einmal verlassen und zu relativen Bestimmungen nach Formel (5) unter Zugrundelegung von Luft als Normalgas übergehen zu können, auf diese Weise den Schwierigkeiten der ballistischen Energiemessung aus dem Wege gehend.

Die Schaltung, die bei den Versuchen angewandt wurde, zeigt Fig. 7. T ist die Transformatorspule, die primär und sekundär gleiche Windungszahl hatte. Ihr Widerstand betrug in beiden Wicklungen

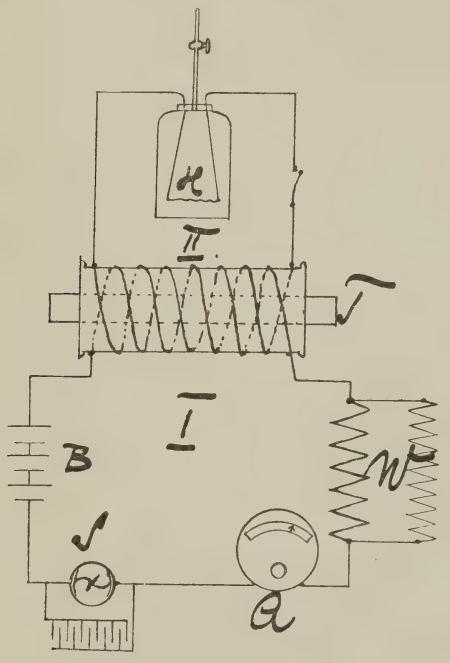


Fig. 7.

0,3 Ω gegen 15 Ω des Hitzdrahts, so daß die Sekundärenergie nahezu völlig im Hitzdraht verbraucht wurde. Als Schalter (S) diente ein scharf federnder Kurbelschalter für 10 Amp. und 125 Volt, wie sie in Beleuchtungsanlagen Verwendung finden. Bei kleineren Kurbelschaltern und bei Hebelschaltern war die Abreißgeschwindigkeit zu sehr von der Bewegung der Hand abhängig, so daß die sekundären Stromwärmen nicht gleichmäßig wurden. Parallel zum Schalter war zwecks Verringerung der Funkenbildung eine Kapazität von 0,1 Mi. Fa. geschaltet. A ist ein Präzisionsamperemeter, W ein Widerstand mit Feinreguliernebenschluß. Als Stromquelle diente die Hausbatterie in 36 V.-Schaltung.

Über die weitere Apparatenanordnung ist wenig mehr zu sagen. Die Füllung des Versuchsgefäßes, einer weithalsigen Flasche von 650 cm^3 Inhalt, die sich zwecks Konstanthaltung des Druckes in einem Wasserbade von 20° befand, geschah in der Weise, daß es dreimal mit der Wasserstrahlpumpe auf etwa 7 cm ausgepumpt und jedesmal mit dem Versuchsgas wieder gefüllt wurde, so daß die Gase auf etwa 1 ‰ von dem vorhergegangenen Gase frei waren. Kohlensäure und Wasserstoff wurden Kippschen Apparaten entnommen und, ebenso wie die Luft, zwecks Trocknung durch zwei $P_2 O_5$-Röhren geleitet, die jedesmal mit ausgepumpt wurden.

VII. Resultate.

1. CO_2.

Die Resultate, die schließlich mit Luft und CO_2 nach der Relativmethode erzielt wurden, sind nachstehend mitgeteilt. Es tritt aus ihnen deutlich die große Unsicherheit hervor, die der Methode wegen der veränderlichen Empfindlichkeit des Manometers bis jetzt noch anhaftet.

Die Zahlen der ersten Doppelspalte stellen in Millimeter Ausschlag die Maxima und die extrapolierten Werte in CO_2, die der zweiten entsprechend in Luft dar. Die dritte enthält die nach Formel (5) berechneten Molekularwärmen für CO_2, wobei als Wert für Luft der aus den Regnaultschen Zahlen für 20° berechnete Wert von 4,87 zugrunde gelegt ist.

	CO_2		Luft		C_v	
	Max.	Extrap.	Max.	Extrap.	Max.	Extrap.
14. XII. 07	22,0	22,9	28,6	30,4		
	22,6	23,4	29,1	30,6		
			28,1	29,8		
Mittel	22,30	23,15	28,60	30,27	6,25	6,37
25. I. 08	15,9	17,0	21,0	22,0		
	15,5	16,4	21,2	22,2		
	15,7	16,4	21,2	22,1		
	15,8	16,5	4 CO_2 Aufnahmen			
			22,0	22,7		
			23,0	23,8		
			22,0	23,2		
Mittel	15,73	16,60	21,75	22,65	6,73	6,65

Im folgenden sind dann noch einige Zahlen mitgeteilt, die gewonnen wurden, indem eine größere Anzahl Ausschläge auf der am Schlitz des Registrierapparates angebrachten Millimeterteilung schnell nacheinander abgelesen wurden, und aus deren Mittel C_v berechnet wurde. Die Zahlen haben für die Erkenntnis der Brauchbarkeit der Methode denselben Wert wie die aus den Aufnahmen gewonnenen Zahlen, da die der direkten Ablesung anhaftende Ungenauigkeit durch die größere Zahl wettgemacht wird.

	CO_2		Luft		C_v
	Anzahl	Mittel	Anzahl	Mittel	
25. I. 08			14	21,20	
	15	15,82			
			15	21,84	
				21,52	6,62
27. I. 08			12	24,20	
	16	17,30			
			12	23,64	
				23,92	6,71
27. I. 08	27	18,04	12	24,24	6,58

Bei dem jetzigen Stande der Methode erscheint es zulässig, den Mittelwert 6,56 aus sämtlichen gefundenen Zahlen als den wahrscheinlichsten anzunehmen. Er stimmt mit dem aus Regnaults Zahlen für 20° sich ergebenden Wert von 6,50 hinreichend überein.

2. Cl_2.

Nachdem die Versuche mit Luft und Kohlensäure die Brauchbarkeit der Methode so weit erwiesen hatten, wurden weitere Versuche mit Chlor angestellt. Die Druckkurven des Chlors verliefen ebenfalls geradlinig, nur etwas flacher als die Luftkurven.

Die Kurve des Temperaturabfalls in Chlor (Fig. 6, *e*, S. 74) zeigt nun, daß hier die Wärmeabgabe an das Gas noch wesentlich langsamer vor sich geht als in Luft und Kohlensäure. Wenn man aber bedenkt, daß das geringe Wärmeleitvermögen des Chlors auch eine entsprechend langsamere Ableitung der Wärme an die Gefäßwand bedingt, was sich auch in dem flacheren Verlauf der Druckkurven äußert, so kann man mit einiger Berechtigung annehmen, daß der Fehler infolge vorzeitiger Wärmeableitung beim Chlor nicht wesentlich verschieden ist von dem in Luft, so daß er

sich bei der Relativmethode auch nahezu heraushebt. Einen Anhalt für diese Annahme gewinnt man aus der Tatsache, daß die Druckmaxima in Wasserstoff und Luft nur um 3 % differieren, während die Wärmeleitfähigkeiten (vgl. die Abkühlungskurven Fig. 6, *a* und *b*) beider Gase weit mehr voneinander abweichen als die von Chlor und Luft.

Klarheit über diese Frage kann aber auch wieder erst die absolute Methode mit veränderter Versuchsanordnung schaffen.

Nun zeigen sich aber bei Chlor von Zimmertemperatur bereits erhebliche Abweichungen vom idealen Gaszustande, die in der bereits oben zitierten Arbeit von Pier[1]) eingehend studiert worden sind. Der Temperaturkoeffizient des Druckes $\left(\frac{dp}{dt}\right)_v$ ist erheblich von dem der idealen Gase verschieden, auch ist seine Dichte bei 20° abnorm. Die auf S. 67 f. unter Zugrundelegung des idealen Gaszustandes abgeleitete Gleichung (5) ist also für Chlor nicht mehr anwendbar.

Unter Berücksichtigung der erwähnten Abweichungen vom idealen Gaszustande, deren Beträge aus der Pierschen Arbeit zahlenmäßig zu entnehmen sind, gestaltet sich die Ableitung der Formel für Chlor folgendermaßen:

Es gilt allgemein

$$p = p_o\,(1 + \alpha\, t),$$

wo

$$\alpha = \left(\frac{dp}{dt}\right)_v \tag{6}$$

also

$$\Delta p = p_o\,\alpha\,\Delta t = p \cdot \frac{\alpha\,\Delta t}{1 + \alpha\, t}. \tag{7}$$

Nun ist weiter

$$\Delta t \cdot \frac{W}{V \cdot d \cdot c_v} = \frac{W}{V \cdot c_v} \cdot \frac{(1 + \beta\, t)}{d_o}, \tag{8}$$

wo d_o die Dichte des Gases bei 0°, $\beta = \left(\frac{dv}{dt}\right)_p$ den Temperaturkoeffizient des spezifischen Volumens bei konstantem Druck und c_v die auf die Masseneinheit bezogene spezifische Wärme bedeutet. Aus (7) und (8) folgt

$$\Delta p = p \cdot \frac{\alpha\,(1 + \beta\, t)}{1 + \alpha\, t} \cdot \frac{W}{V \cdot d_o \cdot c_v}. \tag{9}$$

Für zwei Gase, Luft und Chlor, ergibt sich also, wenn man berücksichtigt, daß p, W und V für beide Gase gleich sind, und außerdem für Luft $\beta_1 = \alpha_1$,

$$\frac{\Delta p_1}{\Delta p_2} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \cdot \frac{1 + \alpha_2\, t}{1 + \beta_2\, t} \cdot \frac{d_{o2}}{d_{o1}} \cdot \frac{c_{v2}}{c_{v1}}$$

oder

$$c_{v2} = c_{v1} \cdot \frac{\Delta p_1}{\Delta p_2} \cdot \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \cdot \frac{(1 + \beta_2\, t)}{(1 + \alpha_2\, t)} \cdot \frac{d_{o1}}{d_{o2}}. \tag{10}$$

[1]) Berliner Dissertation 1908; Zeitschr. f. phys. Ch. LXII, 4, p. 385.

Hierin ist

$$c_{v1} = 0{,}1691 \text{ (Regnault)}$$
$$\alpha_1 = \frac{1}{273}$$

sowie nach Pier

$$\alpha_2 = \frac{1}{263} \text{ (l. c. p. 390)},$$
$$\beta_2 = \frac{1}{259} \text{ (l. c. p. 389)},$$
$$\frac{d_{o1}}{d_{o2}} = \frac{1}{2{,}490} \text{ (l. c. p. 387)}.$$

Durch Multiplikation mit dem Molekulargewicht 69,9 ergibt sich aus dem Ausdruck (10) dann die Molekularwärme bei konstantem Volumen.

In der folgenden Tabelle sind die Zahlen für Chlor angeführt. Die Bedeutung der Spalten 1 bis 4 ist die entsprechende wie bei der Tabelle für CO_2, S. 80. Die Zahlen der 5. und 6. Spalte sind nach der Formel (10), die der 7. und 8. nach der Formel (5) berechnet. Der Unterschied der nach den beiden Formeln berechneten Zahlen ist kein sehr erheblicher, etwa 1,7 %, woraus hervorgeht, daß die angebrachten Korrektionen sich fast ganz aufheben.

Cl_2		Luft		C_v (10)		C_v (5)	
Max.	Extrap.	Max.	Extrap.	Max.	Extrap.	Max.	Extrap.
19,3	20,2	24,0	26,2				
19,7	20,2	24,7	26,5				
19,3	20,3	24,7	26,2				
19,8	20,7	25,7	26,5				
19,5	20,3						
19,8	20,5						
20,1	20,8						
19,64	20,43	24,78	26,35	6,25	6,39	6,14	6,28

Hierauf wurde noch eine Reihe Maximalausschläge abgelesen mit folgendem Resultat:

Cl_2		Luft		C_v	
Anzahl	Mittel	Anzahl	Mittel	(10)	(5)
		10	23,74		
10	18,95				
		10	23,66		
		Mittel	23,70	6,20	6,09

Wie bei der Kohlensäure erscheint es auch hier angezeigt, als wahrscheinlichsten Wert den Mittelwert aus sämtlichen gefundenen Zahlen anzusehen. Dieser ist 6,23.

An diesem Werte ist nun aber noch eine letzte Korrektion anzubringen. In der Pierschen Arbeit wird die anomale Dichte des Chlors auf eine teilweise Assoziation in Cl_4-Moleküle zurückgeführt. Nach dieser Annahme muß von der dem Chlor zugeführten Wärme ein Teil zu vorübergehender Dissoziation von Cl_4-Molekülen in Cl_2-Moleküle verbraucht werden. Für eine Temperaturerhöhung von 1° C bei Zimmertemperatur berechnet sich diese Wärmemenge für ein Mol zu 0,34 cal. Um diesen Betrag ist die gefundene Molekularwärme zu groß. Der Wert von C_v für „ideales" Chlor ergibt sich also schließlich zu 5,89 oder rund 5,9.

Dieser Wert ist merklich kleiner als der von Regnault angegebene von 6,6, der aber auch wohl als höchst unwahrscheinlich anzusehen ist. Er steht zwischen dem von Strecker aus $\frac{c_p}{c_v}$ berechneten Wert von 6,20 und dem aus der Pierschen Formel (l. c. p. 416) für 20° sich berechnenden Wert von 5,72. Aus diesem Resultat bei dem jetzigen Stande der Methode weitergehende Schlüsse zu ziehen, erscheint verfrüht.

Über die experimentelle Ausführung der Chlorversuche ist noch zu bemerken, daß zwischen das Versuchsgefäß und das Manometer ein locker gepacktes Natronkalkrohr geschaltet wurde, daß den Druckverlauf nicht merklich beeinflußte. Die kupfernen Zuleitungen zum Hitzdraht sowie die Lötstellen bekamen einen Paraffinüberzug, ebenso wie der als Verschluß des Gefäßes dienende Gummistopfen. Das Chlor wurde aus Bleisuperoxyd und Salzsäure hergestellt und über konzentrierter Kochsalzlösung aufbewahrt. Getrocknet wurde es vermittels Durchleitens durch Phosphorpentoxyd.

3. NH_3.

Zuletzt wurden noch einige Versuche mit Ammoniak angestellt. Die Druckabfallkurven waren geradlinig und zeigten nahezu den gleichen Neigungswinkel wie die Luftkurven. Die Aufnahmen des Temperaturverlaufs des Hitzdrahtes glichen denen in Luft auch nahezu, so daß der Fehler infolge vorzeitiger Wärmeabgabe sich auch hier ziemlich heraushob.

Über die Abweichungen vom idealen Gaszustand liegen beim Ammoniak keine so einwandfreien Messungen vor wie die Pierschen für Chlor. Da jedoch Ammoniak sich bei 20° nicht so weit vom idealen Gaszustand entfernt wie Chlor, und da bei letzterem die verschiedenen Korrektionen sich zum großen Teil gegenseitig aufheben, so wurden die Zahlen für NH_3 unter der Voraussetzung eines idealen Gases nach Formel (5) berechnet.

15 Aufnahmen in NH_3 gaben extrapoliert im Mittel 23,6 mm Ausschlag, dazu vier Luftaufnahmen 32,0. Daraus folgt $C_v = 6{,}61$. Aus 15 abgelesenen Maximis derselben Reihe und 18 abgelesenen Luftmaximis ergab sich im Mittel $\Delta p_{NH_3} = 21{,}9$, $\Delta p_L = 29{,}9$, daraus $C_v = 6{,}65$.

Der Mittelwert 6,63 ist auch hier als wahrscheinlichster anzusehen. Er stimmt mit dem sich aus Wiedemanns Zahlen für 20° ergebenden Wert von 6,6 gut überein.

VIII. Versuche bei hoher und tiefer Temperatur.

Endlich wurde noch versucht, die Methode auch bei Gasen von hoher und tiefer Temperatur anzuwenden, wogegen auf den ersten Blick keine Bedenken vorzuliegen schienen. Hierbei mußte das Manometer aber Zimmertemperatur behalten, da es sich nicht in ein Bad stellen ließ.

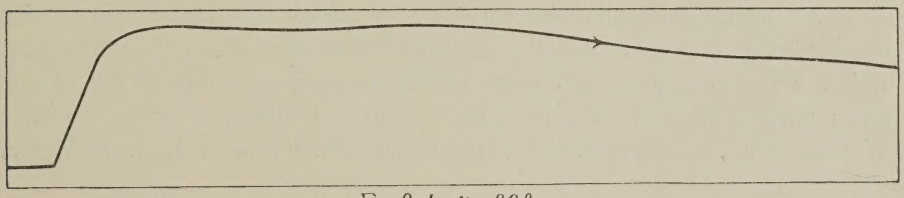


Fig. 8 Luft -80°

$^3/_5$ nat. Gr.

An diesem Umstande scheiterten die Versuche. Die unberechenbaren Vorgänge an der Kommunikationsstelle zwischen den beiden verschieden temperierten Räumen veränderten die Ausschläge des Manometers und den Abfall der Kurven so völlig, daß an eine rechnerische Verwertung nicht zu denken war. Fig. 8 zeigt eine Aufnahme von Luft bei — 80°, während das Manometer sich auf Zimmertemperatur befand.

Ändert man nun aber die Methode in der schon oben vorgeschlagenen Weise ab, daß man das Manometer innerhalb des Versuchsgefäßes anordnet, so fällt die Beschränkung auf Zimmertemperatur fort. Man läßt dann den Druck auf die Außenseite der Dosen wirken und führt den Kokonfaden durch das Innere der Dosen hindurch nach außen. Die Achsenkonstruktion muß man dann auf dem Deckel des Versuchsgefäßes anordnen, den man zu dem Zweck als eingepaßte Metall- oder Holzplatte ausbilden muß. Bei einer derartigen Anordnung würde man, vorausgesetzt, daß man dem Achsensystem noch kürzere Eigenschwingungsdauer erteilte, den wahren Druckverlauf, wie schon oben bemerkt, richtiger registrieren und aus den so aufgenommenen Kurven weitere Schlüsse auf die Fehlerquellen der Methode ziehen können. Natürlich müßte man das Manometer für jede

Temperatur besonders eichen, da sich seine elastischen Eigenschaften mit der Temperatur stark ändern. Zugleich wird man dann auf die Methode der absoluten Messung zurückgreifen müssen, bei der man allein imstande ist, die Fehlerquellen mit Erfolg zu studieren und zu beseitigen, sowie die günstigsten Versuchsbedingungen, wie Gefäßgröße, Form, Länge und Lage des Hitzdrahts usw., zu erkunden, Dinge, die bisher im wesentlichen dem Zufall oder dem Gefühl überlassen waren.

IX. Zusammenfassung der Resultate.

Zum Schlusse sei noch eine Zusammenstellung der mit der Methode erhaltenen Werte gegeben:

CO_2: 6,56,
Cl_2: 5,90,
NH_3: 6,63.

Als weiteres Resultat der vorliegenden Arbeit ist anzusehen, daß sich die Methode als experimentell ausführbar erwiesen hat und daß sie bei weiterer Durchbildung, besonders des Manometers, imstande sein kann, einen gangbaren Weg zu der überaus wichtigen Kenntnis der spezifischen Wärmen der Gase bei verschiedensten Drucken und Temperaturen zu bieten.

Die Arbeit wurde im November 1906 im physikalisch-chemischen Institut der Königlichen Universität zu Berlin begonnen und im Februar 1908 im Physikalischen Staatslaboratorium zu Hamburg abgeschlossen.

Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. W. Nernst, bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für ihre stete Förderung zu größtem Danke verpflichtet. Es sei mir gestattet, an dieser Stelle auch Herrn Professor Dr. J. Classen in Hamburg für die liebenswürdige Unterstützung, die er mir bei meiner Arbeit stets bereitwilligst gewährte, meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

Inhalt.

Seite

I. Einleitung ... 65
II. Grundgedanke der Methode ... 66
III. Erste Versuche ... 67
IV. Das Dosenmanometer ... 68
V. Fortsetzung der Versuche.
1. Form der Druckkurven ... 71
2. Zeitdauer der Wärmeabgabe ... 72
3. Äußere Arbeit des Manometers ... 77
4. Der Manometerraum ... 78
VI. Weitere Versuchsanordnung ... 78
VII. Resultate.
1. CO_2 ... 80
2. Cl_2 ... 81
3. NH_3 ... 84
VIII. Versuche bei hoher und tiefer Temperatur ... 85
IX. Zusammenfassung der Resultate ... 86

Eingegangen am 18. August 1908.

Gedruckt bei Lütcke & Wulff, E. H. Senats Buchdruckern.